LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

MÉTHODE ÉLÉMENTAIRE DE CALCUL DES LENTILLES ÉLECTROSTATIQUES

Par Noel J. FÉLICI,

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal du C. N. R. S.

Résumé. — Le calcul des lentilles électroniques a passé jusqu'ici pour une affaire de spécialistes, exigeant des moyens importants. Les formules simplifiées de lentilles minces étaient regardées avec raison comme totalement insuffisantes.

L'auteur expose une méthode qui permet de calculer, avec une approximation de quelques centièmes, tous les éléments d'une lentille électronique, sans exiger aucune opération mathématique autre qu'une intégration graphique simple. Cette méthode permet à un non-spécialiste une appréciation très rapide des possibilités d'une lentille électronique, comparable à celle donnée par les formules élémentaires de l'optique lumineuse.

Dans le cas des lentilles faibles, la méthode conduit à des développements en série fournissant des résultats très précis et qui mettent en évidence diverses propriétés peu connues des lentilles.

Abstract. — The computation of electron lenses has so far been considered as a rather complicated matter, calling for substantial computing facilities. Weak lens formulae were generally discarded by specialists as being unable to give satisfactory results in practical problems.

The present paper is devoted to a computing method which is, in fact, an extension of the weak lens formulae based on Picht equation. Even in the case of very strong electrostatic lenses, the numerical error does not exceed a few percent. The most tedious part of the computation is the graphical evaluation of an integral, and does not require more than five to ten minutes. This method enables the average scientist or engineer to get a quick and precise insight into the performance of electron lenses.

In the case of weak lenses, new formulae with series expansions are given, and some interesting properties of those lenses are established.

Méthode élémentaire de calcul des lentilles électrostatiques. — L'établissement de formules approchées, mais simples et maniables, est d'un grand intérêt dans toutes les branches de la science et de la technique. A moins d'être un expert chevronné, familiarisé avec les ordres de grandeur et les valeurs numériques par une longue pratique, on trouve une grande utilité dans toute expression qui permette de se faire rapidement une idée des phénomènes, quitte à préciser les valeurs exactes si nécessaire.

L'enseignement élémentaire de l'optique, bénéficiant d'une longue tradition, nous présente ainsi quelques formules lapidaires sur les lentilles minces ou épaisses, insuffisantes sans doute pour le professionnel qui veut établir un nouvel instrument d'optique, mais combien utiles pour tous les physiciens !

Il n'en est malheureusement pas de même en optique électronique, science beaucoup plus récente, dont l'enseignement est assez exceptionnel, et qui, en conséquence, est restée surtout l'affaire de spécialistes, pour lesquels formules ou expressions élémentaires ont moins d'intérêt.

A l'heure actuelle, avec le développement prodigieux de la physique corpusculaire et nucléaire, l'optique électronique connaît des applications innombrables ; il est donc nécessaire que l'étudiant, le physicien ou l'ingénieur possèdent quelques jalons leur permettant de situer les performances

de tel système de lentilles sans recourir à des abaques souvent peu utilisables ou même inexactes. L'intérêt d'expressions seulement approchées est d'ailleurs beaucoup plus grand en optique électronique qu'en optique lumineuse, parce que les aberrations sont incorrigibles et que beaucoup d'appareils peuvent se contenter d'une précision assez réduite.

Les formules de lentilles faibles. — Dans les traités d'optique électronique, on trouve des formules pour les lentilles « minces », ou « faibles », qui devraient tenir la place de l'expression bien connue [1]

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right).$$

Dans le cas des lentilles électrostatiques, qui sont de loin les plus fréquemment utilisées, les auteurs s'empressent de faire remarquer qu'elles sont beaucoup trop inexactes pour être utilisables, et les présentent comme de simples curiosités [2]. A les en croire, seule l'intégration de l'équation différentielle des trajectoires peut donner une précision suffisante. Malheureusement, une telle intégration est rigoureusement impraticable, en quelques minutes, sur le coin d'un tableau noir ou d'une feuille de papier, et il est donc impossible de se faire une idée, même grossière, des propriétés d'une lentille électrostatique, fût-elle très faible. Cette situation, on l'imagine, est des plus gênantes.

Il n'en est pas de même pour les lentilles magnétiques. L'équation différentielle des trajectoires :

$$\frac{\mathrm{d}^2 r}{\mathrm{d}x^2} + r\frac{eB^2}{8\,mU} = 0 \qquad (1)$$

donne pour distance focale d'une lentille faible :

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8\,mU}\int_a^b B^2\,\mathrm{d}x. \qquad (2)$$

On peut apprécier la valeur de cette approximation en considérant le cas d'un champ magnétique constant sur l'axe, et disparaissant brusquement aux deux extrémités d'un segment AB (Solénoïde très allongé). L'équation différentielle est alors intégrable et l'on trouve, en posant

$$\Omega^2 = eB^2/(8\,mU)$$

et en appelant l l'épaisseur de la lentille (distance AB)

$$1/f = \Omega \sin \Omega l,$$

tandis que la formule des lentilles faibles donne :

$$1/f = \Omega^2 l.$$

Le rapport des deux expressions est $\dfrac{\Omega l}{\sin \Omega l}$. L'erreur atteint 10 % pour $\Omega l = \pi/4$, c'est-à-dire $f/l \approx 1{,}6$. Ainsi, tant que la lentille est assez faible pour que la distance focale soit sensiblement supérieure à la longueur où règne le champ, la formule (2) est suffisamment approchée. En ce qui concerne la position des plans principaux, le raisonnement élémentaire conduit à les confondre « au milieu » de la lentille, ou, si celle-ci n'est pas symétrique, au centre de gravité de la surface limitée par la courbe $y = B^2(x)$. La comparaison avec la lentille calculable qui précède montre que cette approximation est encore meilleure que celle obtenue sur la distance focale. En effet la distance du plan principal à la face d'émergence, est exactement

$$\frac{l}{2}\left(\frac{\operatorname{tg}\,\Omega l/2}{\Omega l/2}\right)$$

au lieu de $l/2$.

L'erreur sur cette distance est de 5 %, ce qui représente 1,5 % de la distance focale, quand $\Omega l = \pi/4$.

Ainsi les formules des lentilles « faibles » (on n'ose pas dire « minces » car cela suggèrerait des ordres de grandeur inexacts !) sont très satisfaisantes en optique électronique magnétique (*fig.* 1). Il existe, bien sûr, des cas où l'on ne peut

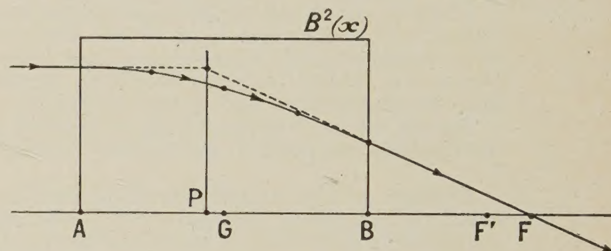


Fig. 1. — Lentille magnétique avec variation rectangulaire de l'induction, pour $\Omega l = \pi/3$. Bien que la distance focale soit voisine de l'épaisseur de la lentille, on voit que l'approximation d'une seule lentille mince est encore assez bonne. Le plan principal est très près du centre de gravité de $B^2(x)$, et le foyer F est voisin du foyer F′ de la lentille mince.

s'en contenter, comme dans l'étude des objectifs de microscope, mais il faut reconnaître que leur domaine de validité est plus étendu qu'on ne le penserait à première vue.

La relation entre la distance focale et l'induction, dans une même lentille où l'on fait varier le courant magnétisant est aussi remarquablement simple. Si l'on multiplie $B(x)$ en tout point par un facteur constant, la convergence est multipliée par son carré.

Cas des lentilles électrostatiques. — Si nous passons maintenant aux lentilles faibles électrostatiques, nous rencontrons dès l'abord confusion

et contradictions. Il n'y a pas une, mais *deux* formules de lentilles faibles, irréductibles l'une à l'autre, et le problème des plans principaux pose de graves difficultés. Enfin la relation entre la distance focale et les potentiels, dans une même lentille, ne se présente pas simplement.

Si nous considérons l'équation des trajectoires en optique électrostatique :

$$4\,Vr'' + 2\,V'r' + V''r = 0 \qquad (3)$$

une transformation élémentaire permet de l'écrire :

$$(V^{1/2}\,r')' + \frac{1}{4}\,V^{1/2}\,V''r = 0 \qquad (3')$$

ou en intégrant

$$|V^{1/2}\,r'|_a^b = -\frac{1}{4}\int_a^b V^{1/2}\,V''r\,\mathrm{d}x \qquad (3')$$

Jusqu'ici nous n'avons fait que des transformations mathématiquement équivalentes. Nous introduisons en revanche une approximation en admettant que dans une lentille faible, r ne varie pas sensiblement dans la traversée de la lentille et que nous pouvons l'extraire du signe somme. On en déduit immédiatement la distance focale :

$$\frac{1}{f_b} = -\frac{(r')_b}{r_a} = +\frac{1}{4\sqrt{V_b}}\int_a^b \frac{V''\,\mathrm{d}x}{\sqrt{V}} \qquad (3'')$$

(en faisant naturellement $(r')_a = 0$).

Dans le cas, très fréquent, où le champ est nul de part et d'autre de la lentille, une intégration par parties donne la formule équivalente :

$$\boxed{\frac{1}{f_b} = \frac{1}{8\sqrt{V_b}}\int_a^b \frac{V'^2\,\mathrm{d}x}{V^{3/2}}} \qquad (4)$$

formule bien connue, mais qu'on se garde d'utiliser.

L'équation (3) n'est pas toujours la forme la plus commode de l'équation des trajectoires. Une transformation remarquable, due à Picht, consiste à changer de fonction et à poser : $R = r\,.\,V^{1/4}$.

L'équation (3) prend alors la forme réduite :

$$\frac{R''}{R} + \frac{3}{16}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 = 0. \qquad (5)$$

Dans le cas d'une lentille faible, on peut raisonner sur la fonction R comme précédemment sur r. Un rayon incident parallèle à l'axe répond à R_a = Cste, $R'_a = 0$. Le quotient $1/F = -R'_b/R_a$ sera, en supposant R constant pendant la traversée de la lentille

$$\frac{1}{F} = -\frac{R'_b}{R_a} = \frac{3}{16}\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \mathrm{d}x.$$

La longueur F peut être appelée « distance focale réduite ».

Il est aisé de passer de R'_b/R_a à r'_b/r_a c'est-à-dire de F à la distance focale ordinaire f_b si les potentiels sont constants de part et d'autre de la lentille $R'_b = r'_b\,.\,V_b^{1/4}$ etc..., d'où

$$f_b = (V_b/V_a)^{1/4}\,F$$

$$\boxed{\frac{1}{f_b} = \frac{3}{16}\,(V_a/V_b)^{1/4}\int_a^b (V'/V)^2\,\mathrm{d}x.} \qquad (6)$$

Cette formule, contenant apparemment les mêmes approximations que (4), lui est-elle équivalente ? Il est manifeste que non. Prenons le cas asymptotique d'une lentille infiniment faible, où le potentiel varie très peu, en valeur relative, dans la traversée de la lentille. Nous pouvons alors considérer V comme une simple constante, et assimiler V_a/V_b à un. (4) se réduit à

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{8\,V^2}\int_a^b V'^2\,\mathrm{d}x$$

et (6) donne

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16\,V^2}\int_a^b V'^2\,\mathrm{d}x.$$

Les coefficients sont différents, dans le rapport 3/2. Les deux formules ne coïncident pas, même dans le cas asymptotique de la lentille infiniment faible.

D'où provient la contradiction ? Nous croyons avoir fait, dans les deux calculs, des approximations équivalentes, mais ce n'est qu'en apparence.

Dans l'équation réduite (5) le second terme est toujours positif. En assimilant R à une constante, nous commettons une erreur sur R'' et par suite sur R'_b, mais cette erreur est certainement inférieure, en valeur relative, à la variation relative de R au travers de la lentille. Nous sommes dans un cas similaire à celui de l'équation (1) de l'optique magnétique.

Tout autre est le cas de l'équation (3'). Dans toute lentille sans grille où le champ est nul de part et d'autre, V'' change au moins une fois de signe. L'intégrale du second membre contient des termes positifs et négatifs. Une erreur relative donnée sur r conduit à une erreur plus grande (et impossible à délimiter) sur l'intégration. En fait, quand la lentille devient très faible, l'erreur relative commise en prenant r constant tend vers une valeur fixe.

L'équation (3'') n'est applicable qu'à une lentille ou fraction de lentille *où V'' garde un signe constant.* Si l'on a une lentille où V'' change de signe, il faut la décomposer en lentilles minces élémentaires *non-accolées*, où V'' garde un signe constant. Cette méthode donne des résultats corrects [3]. En d'autres termes, l'erreur commise en accolant les différentes lentilles élémentaires est finie et ne peut être négligée.

Ainsi, la formule (4) est toujours inexacte et doit être rejetée. La formule (3″) est correcte si on l'applique à une région du champ où V'' garde un signe constant (partie convergente ou divergente d'une lentille à deux électrodes ; ou bien lentille-trou). La formule (6) est correcte dans tous les cas où le champ est nul de part et d'autre de la lentille.

Problème des plans principaux. — La formule inexacte (4) implique également une position incorrecte des plans principaux. D'après la façon même dont on l'a établie, les plans principaux doivent tomber « sur la lentille ». Or on sait bien qu'il n'en est rien dans toute lentille baignée par des potentiels différents. Les plans principaux sont en dehors de la lentille, du côté du petit potentiel. Pis encore, si l'on considère une lentille infiniment faible, les plans principaux s'éloignent à l'infini ! Cette nouvelle contradiction souligne le caractère erroné de (4).

Si nous reprenons le raisonnement conduisant à (6) nous sommes amenés à distinguer deux sortes de plans principaux. Une trajectoire de la fonction $R(x)$, initialement parallèle à l'axe, se courbe dans la lentille, émerge, redevient rectiligne, et coupe l'axe en un foyer. A ce foyer correspond ce qu'on peut appeler « un plan principal réduit », intersection des trajectoires incidentes et émergentes. Où est-il ? Exactement comme pour le plan principal ordinaire dans une lentille magnétique, le fait que la courbure de $R(x)$ est toujours de même sens entraîne, avec une haute approximation, que le « plan principal réduit » tombe « au centre » de la lentille, ou, mieux encore, au centre de gravité de l'aire limitée par la courbe $y(x) = (V'/V)^2$. Remarquons par ailleurs que dans toute lentille de part et d'autre de laquelle le champ est nul, les deux distances focales réduites sont rigoureusement égales. En effet, les deux distances focales ordinaires f_a et f_b sont liées aux distances focales réduites F_a et F_b par les relations :

$$f_a = F_a(V_a/V_b)^{1/4} \qquad f_b = F_b(V_b/V_a)^{1/4}.$$

Comme

$$f_a/f_b = (F_a/F_b).(V_a/V_b)^{1/2} = n_a/n_b = (V_a/V_b)^{1/2}$$

et il résulte

$$F_a/F_b = 1.$$

C'est pourquoi nous écrirons $F_a = F_b = F$.

Dans notre approximation des lentilles faibles, nous sommes amenés à confondre les deux plans principaux réduits au « centre de gravité » de la lentille. Les deux distances focales réduites étant rigoureusement égales, les deux foyers doivent être équidistants du centre de gravité. C'est une conséquence que le calcul rigoureux des lentilles montre comme étant très approchée, même dans les lentilles fortes.

Nous allons maintenant fixer la position des plans principaux ordinaires.

Considérons une lentille forte quelconque, où le champ est nul de part et d'autre. Appelons Π_a et Π_b les plans principaux réduits, V_a et V_b les potentiels de part et d'autre de la lentille ($V_a < V_b$) ; F_a et F_b les foyers, P_a et P_b les plans principaux ordinaires associés.

On a déjà dit que

$$\overline{\Pi_b F_b}/\overline{P_b F_b} = F/f_b = (V_a/V_b)^{1/4}$$

donc

$$\overline{\Pi_b P_b} = \overline{P_b F_b} - \overline{\Pi_b F_b} = f_b - F$$
$$= F[(V_b/V_a)^{1/4} - 1] = f_b[1 - (V_a/V_b)^{1/4}]$$

formule arithmétique.

De même

$$\overline{\Pi_a P_a} = \overline{\Pi_a F_a} - \overline{P_a F_a} = F - f_a$$
$$= F[1 - (V_a/V_b)^{1/4}] = f_a[(V_b/V_a)^{1/4} - 1]$$

formule également arithmétique.

Revenons maintenant à notre approximation des lentilles faibles. Elle conduit à confondre Π_a et Π_b au centre de gravité G. On a donc :

$$GP_b = F[(V_b/V_a)^{1/4} - 1] \qquad GP_a = F[1 - (V_a/V_b)^{1/4}]$$

$$GP_b = GF_a = F \qquad \frac{1}{F} = \frac{3}{16}\int_a^b (V'/V)^2\, dx. \qquad (7)$$

Telles sont les formules qui donnent les éléments d'une lentille électrostatique dans notre approximation des lentilles faibles (*fig.* 2).

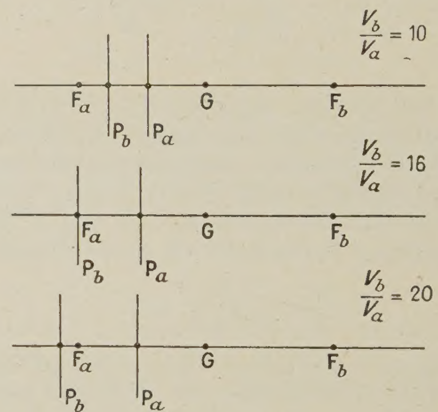


Fig. 2. — Disposition des éléments d'une lentille électrostatique dans l'approximation d'une seule lentille mince réduite. Les plans principaux de cette dernière sont confondus au centre de gravité G, dont les foyers sont équidistants. On remarque que pour un rapport de potentiels égal à 16, le plan principal P_b coïncide avec F_a. Cette prévision est très sensiblement vérifiée dans les lentilles réelles à deux électrodes.

Vérifions que ces formules permettent de retrouver certaines propriétés connues.

GP_a et GP_b sont arithmétiques, dans le cas où $V_a < V_b$. Les deux plans principaux sont donc bien en dehors de la lentille, du côté du petit potentiel.

On a manifestement $GP_b > GP_a$. Les plans principaux sont bien croisés.

Nos formules conduisent également à des résultats moins banals.

Le quotient

$$\frac{GP_b}{GP_a} = \left(\frac{V_b}{V_a}\right)^{1/4} - 1 \Big/ 1 - \left(\frac{V_a}{V_b}\right)^{1/4} = \left(\frac{V_b}{V_a}\right)^{1/4} = \left(\frac{n_b}{n_a}\right)^{1/2}.$$

L'interstice

$$P_a P_b = F.\frac{(V_b^{1/4} - V_a^{1/4})^2}{(V_a V_b)^{1/4}}.$$

Il se réduit à zéro quand les potentiels extrêmes sont égaux. C'est là un résultat très approché, même pour les lentilles fortes (objectifs symétriques de microscopes).

Que deviennent les foyers et les plans principaux quand la lentille est infiniment faible ? Posons $\frac{V_b - V_a}{V_a} = \varepsilon$ et faisons tendre ε vers zéro. La partie principale de $1/F$ est $\frac{3}{16\, V_a^2} \int_a^b V'^2\, dx$ et l'intégrale $\int_a^b V'^2\, dx$ est, dans une lentille donnée, égale à $(V_b - V_a)^2/l$, l étant une longueur caractéristique. Donc F est de l'ordre de $\frac{16}{3} . \frac{l}{\varepsilon^2}$, de même f_a et f_b. Comme $(V/_b V_a)^{1/4} - 1$ est de l'ordre de $\varepsilon/4$ les distances GP_b et GP_a deviennent infinies comme $(4/3)\ (l/\varepsilon)$. Les plans principaux s'éloignent donc *à l'infini* dans une lentille infiniment faible baignée par des potentiels différents.

Quant à l'interstice

$$P_a P_b = F.(V_a^{1/4} - V_b^{1/4})^2/(V_a V_b)^{1/4}$$

F est de l'ordre de $(16/3)\ (l/\varepsilon^2)$ mais

$$[(V_b/V_a)^{1/4} - 1]^2$$

est de l'ordre de $\varepsilon^2/16$. L'interstice *tend donc vers la limite* $l/3$.

Appréciation de l'erreur commise. — Les formules précédentes donnent, des lentilles électrostatiques, une description qui, qualitativement au moins, est certainement correcte. On y retrouve en effet les résultats connus sur la position et le croisement des plans principaux.

Pour apprécier l'erreur relative dans le calcul des distances focales, on peut se référer au cas de la lentille magnétique. Nous y avons vu que l'erreur est probablement inférieure à 10 % quand la distance focale est 1,5 à 2 fois plus grande que la longueur où règne $B^2(x)$. Étant donné la parfaite analogie de l'équation des trajectoires en optique magnétique et de l'équation réduite de l'optique électrique, on peut dire de même que l'erreur sur la distance focale réduite est probablement inférieure à 10 % quand cette distance est 1,5 à 2 fois supérieure à celle où la fonction $(V'/V)^2$ a une valeur notable. Les distances focales ordinaires se déduisant de la distance focale réduite par le facteur connu $(V_a/V_b)^{\pm 1/4}$, l'erreur commise sur elles est identique.

On peut donc dire que nos formules représentent une approximation utile, meilleure que 10 %, dès que la distance des foyers au « centre de gravité » de la lentille est notablement supérieure à la longueur où règne le champ. Cela correspond, dans une lentille à deux électrodes, à un rapport de potentiels très différent de l'unité. Prenons comme exemple une lentille à deux diaphragmes, petits par rapport à leur distance. Alors le champ est pratiquement uniforme entre les diaphragmes, et V une fonction linéaire. Le calcul de l'intégrale $\int_a^b \frac{V'^2}{V^2}\, dx$ est immédiat et donne $\frac{(V_b - V_a)^2}{V_a V_b} . \frac{1}{l}$ l étant la distance des diaphragmes.

La distance focale réduite est

$$F = (16/3)\ l\ V_a V_b/(V_b - V_a)^2.$$

Si $F \approx 1{,}7\ l$ cela fait

$$V_a V_b/(V_b - V_a)^2 \approx 3 \times 1{,}7/16 = 5/16,$$

ce qui correspond à un rapport $V_b/V_a = 5$.

Notre méthode de calcul est donc certainement valable pour toutes les lentilles à deux électrodes où le rapport des potentiels ne dépasse pas quelques unités, et, *a fortiori*, pour les lentilles où le rapport est peu supérieur à l'unité, cas très fréquent dans les accélérateurs de particules et dispositifs similaires.

Une vérification précise a été effectuée, pour un type de fonction $V(x)$ fréquemment rencontré en pratique, grâce à la machine à calculer arithmétique de l'Université, qui a permis une intégration numérique de l'équation réduite, avec une erreur certainement inférieure à 10^{-3} ou même 10^{-4}.

Nous avons pris pour la dérivée $V'(x)$ l'expression

$$V'(x) = E_0\, e^{-\pi x^2/k^2}$$

considérée par plusieurs auteurs [5] comme une bonne approximation du champ axial dans une lentille à deux tubes ou à deux diaphragmes égaux.

Comparons les résultats pour le rapport des potentiels $V_b/V_a = 10$ qui correspond à une lentille très convergente, donc à la limite de nos approximations. En prenant comme unité la longueur $k/\sqrt{\pi}$ et pour origine le centre géométrique ($x = 0$) le calcul à la machine donne :

Distance focale réduite :	2,89
Abscisse du foyer F_a :	3,36
Abscisse du foyer F_b :	2,31

Le calcul approché, avec évaluation graphique de l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} (V'/V)^2 \, dx$ donne :

Distance focale réduite : 2,59

Abscisse du foyer F_a : 3,12

Abscisse du centre de gravité : 0,53

Abscisse du foyer F_b : 2,06

La distance focale réduite est trop petite d'environ 12 %, en revanche le centre de gravité de l'aire de $(V'/V)^2$ coïncide pratiquement avec le milieu du segment F_a F_b (son abscisse est 0,53 et celle du milieu de F_a F_b 0,525).

Les plans principaux réduits que notre méthode conduit à confondre au centre de gravité, ont pour abscisses 0,47 et 0,58 ; ils ne sont pas croisés. Le centre de cet interstice coïncide sensiblement avec le centre de gravité.

Si l'on effectue la comparaison pour des rapports de potentiels inférieurs à 10, l'erreur diminue rapidement. Elle est inférieure à 2 % pour $V_b/V_a = 4$ et à 4 % pour $V_b/V_a = 6$.

Amélioration de la méthode. — Notre procédé a consisté jusqu'à présent à traiter la lentille réduite comme une lentille infiniment mince, en confondant les plans principaux réduits au centre de gravité, et en posant

$$\frac{1}{F} = \frac{3}{16} \int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 dx.$$

Cette approximation est valable, contrairement à celle qui consiste à traiter la lentille ordinaire comme infiniment mince, à cause du signe constant de $(V'/V)^2$, tandis que V'' change de signe.

L'essentiel de l'erreur réside dans la valeur de la distance focale réduite, toujours trop petite. Ce n'est que pour des lentilles très fortes, où la fonction $(V'/V)^2$ a en outre certaines distributions exceptionnelles, que les plans principaux réduits s'écartent notablement du centre de gravité.

Il est possible d'améliorer sérieusement le procédé, et de traiter des lentilles très fortes avec des erreurs de quelques centièmes seulement, en tenant compte grossièrement, par des procédés apparemment simplistes mais efficaces, de l'épaisseur de la lentille réduite.

Un premier moyen, d'application immédiate, est de remplacer la fonction $(V'/V)^2$ par une fonction rectangulaire de même aire et de même centre de gravité. Les trajectoires réduites sont connues, ce sont des arcs de sinusoïde comme dans la lentille magnétique à champ constant sur l'axe. Nous assignerons à la lentille réduite une épaisseur l raisonnable et nous poserons

$$\frac{3}{16} \int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 dx = \Omega^2 l.$$

L'équation différentielle $\frac{R''}{R} + \frac{3}{16}\left(\frac{V'}{V}\right)^2 = 0$ est remplacée par $\frac{R''}{R} + \Omega^2 = 0$.

La distance focale réduite améliorée sera $1/F_{am} = \Omega \sin \Omega l$ et le coefficient de correction par rapport aux calculs précédents $\sin \Omega l/\Omega l$. L'argument Ωl est obtenu par $(\Omega l)^2 = l/F$; F étant la distance focale réduite précédemment trouvée.

Reprenons l'exemple numérique de la lentille à deux tubes avec $V_b/V_a = 10$. Il est raisonnable de prendre pour l la distance des points où la fonction $(V'/V)^2$ passe par la moitié de sa valeur maxima. Ici $l = 1{,}20$ d'où $\Omega l = 0{,}744$ ou 42°40′ $\sin \Omega l = 0{,}678$.

$$\sin \Omega l/\Omega l = 0{,}910.$$

La distance focale réduite est maintenant 2,85, elle ne diffère que de 1 % de la valeur exacte !

Les abscisses des foyers deviennent, pour $F_a = 2{,}85 + 0{,}53 = 3{,}38$, pour $F_b = 2{,}85 - 0{,}53 = 2{,}32$, valeurs également correctes à 1 % près.

Un second moyen d'amélioration consiste à diviser l'aire de la courbe $(V'/V)^2$ en deux moitiés à peu près égales par une ordonnée et de représenter approximativement la lentille réduite par deux lentilles infiniment minces dont les centres sont aux centres de gravité partiels des deux moitiés de l'aire. Appelons F la distance focale réduite de 1re approximation, F_{am} la distance focale réduite améliorée, F_1 et F_2 les distances focales réduites de deux lentilles partielles, l la distance de leurs centres de gravité. On a

$$\frac{1}{F_{am}} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} - \frac{l}{F_1 F_2} \quad \text{mais} \quad \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} = \frac{1}{F}$$

et si $F_1 \# F_2$, $1/F_1 F_2$ est pratiquement égal à $1/4F^2$ d'où

$$\frac{1}{F_{am}} = \frac{1}{F} - \frac{l}{4F^2} = \frac{1}{F}\left(1 - \frac{l}{4F}\right).$$

Il suffit donc de trouver la distance l des deux centres de gravité.

Appliquons la méthode à une lentille à deux tubes très forte, pour laquelle $V_b/V_a = 20$ (même unité de longueur que dans l'exemple similaire précédent).

Le calcul exact à la machine donne une convergence réduite 0,531.

Le calcul de la lentille infiniment mince réduite donne 0,653, soit une erreur en excès de 23 %.

Le calcul amélioré par la fonction rectangulaire 0,574 erreur 8 %.

Le calcul amélioré par les 2 lentilles minces partielles 0,565 erreur 6 % (*fig.* 3).

(La distance des deux centres de gravité est 0,83, d'où $1 - l/4F = 0{,}864$.)

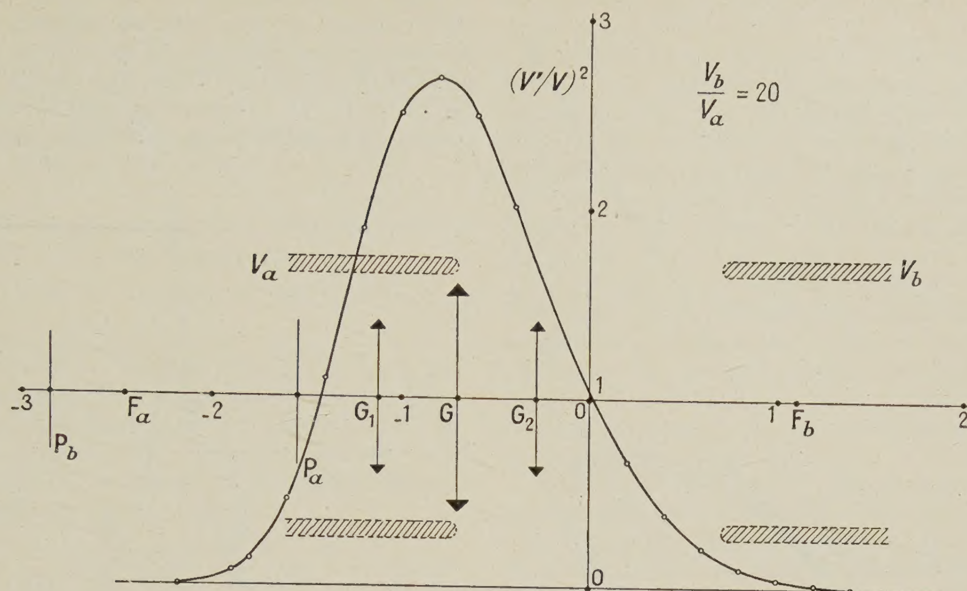


Fig. 3. — Éléments d'une lentille à deux tubes pour le rapport 20 des potentiels. La courbe représente la fonction $(V'/V)^2$. G est le centre de gravité général de cette courbe, G_1 et G_2 les centres de gravité partiels, déterminant la position des deux lentilles minces.

Le procédé des deux lentilles minces partielles est donc légèrement meilleur. Sa supériorité est beaucoup plus nette quand la répartition de la fonction $(V'/V)^2$ s'écarte beaucoup d'une fonction rectangulaire, quand elle présente, par exemple, deux pics distincts et très écartées comme dans certaines lentilles à trois diaphragmes. Il permet également de situer assez bien les plans principaux réduits dans certaines lentilles très fortes où ces derniers s'écartent notablement du centre de gravité général. En somme le procédé des deux lentilles minces partielles est capable, malgré son apparence simpliste, de traiter complétement presque toutes les lentilles réelles, même très fortes, avec une approximation satisfaisante.

Nous allons l'appliquer à un cas difficile, où les formules de lentilles faibles (7) sont complètement en défaut. Ce cas est cité par Pierce [4]. C'est celui de la lentille symétrique à trois diaphragmes avec potentiel le plus grand au centre (*fig.* 4). Si les trous sont très petits, la lentille est calculable. Les courbes de la figure 5 représentent :

a) La distance focale (qui se confond avec la distance focale réduite à cause de la symétrie des potentiels) donnée par l'approximation des lentilles faibles.

b) La distance focale améliorée par la fonction rectangulaire.

c) La distance focale améliorée par les deux lentilles minces.

d) La distance focale exacte.

e) La distance exacte d'un plan principal au

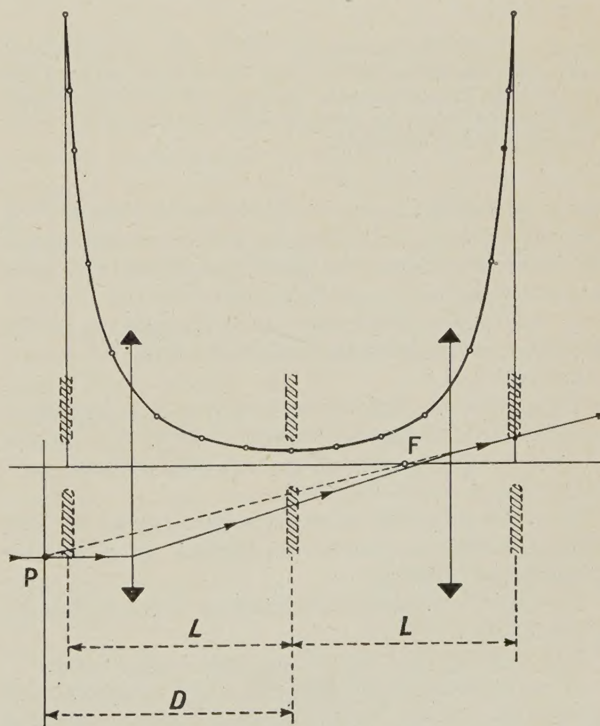


Fig. 4. — Lentille symétrique à trois trous, de très petit diamètre, avec potentiel maximum au centre, rapport de potentiels 6. A cause de la forme de la courbe $(V'/V)^2$, les deux lentilles minces partielles sont très écartées. La convergence totale est inférieure à celle de l'une d'entre elles, et le plan principal très éloigné du centre.

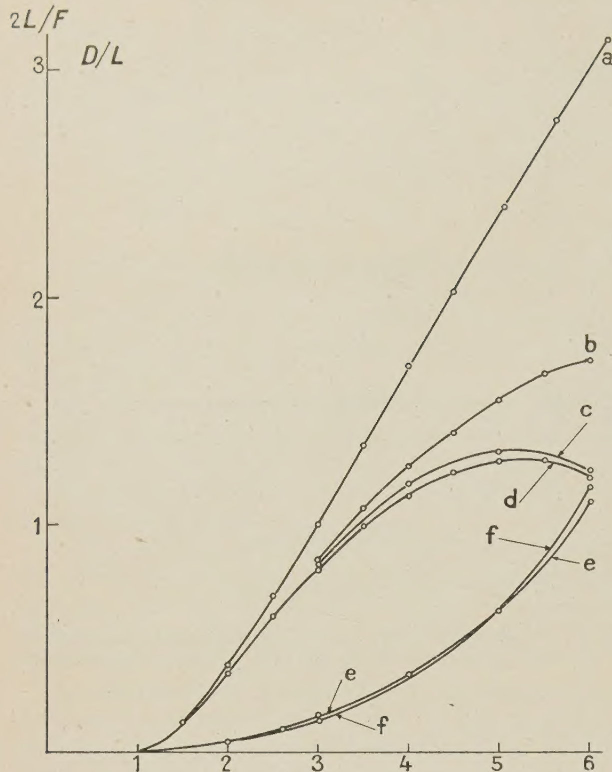


FIG. 5. — Courbes représentant la variation des éléments de la lentille de la figure 4, en fonction du rapport des potentiels. La convergence passe par un maximum quand la distance focale des deux lentilles minces devient inférieure à leur écartement.

centre géométrique. On voit que cette distance est très importante, et que le plan principal (bien qu'il soit en même temps plan principal réduit) s'éloigne beaucoup du centre de gravité général.

f) La distance du même plan principal au centre par le procédé des deux lentilles minces.

On voit que :

La courbe *a*), satisfaisante tant que la longueur de la lentille $2L$ reste inférieure à $(2/3)\ F$, s'écarte ensuite complètement de *d*). Ceci est conforme aux prévisions d'erreur déjà faites.

La courbe *b*) tout en étant erronée pour les lentilles très fortes, donne cependant un ordre de grandeur raisonnable.

La courbe *c*) suit de très près *d*) et son erreur ne dépasse pas 5 %.

Les courbes *e*) et *f*) sont presque confondues.

Il est à remarquer que dès que le rapport des potentiels atteint 5, les foyers pénètrent dans la lentille. Elle est donc ultra-forte (1).

D'une façon générale, le procédé des deux lentilles minces est plus recommandable que celui de la fonction rectangulaire. Il ne conduit jamais à des erreurs importantes. Ainsi, appliqué à une lentille où $(V'/V)^2$ est exactement une fonction rectangulaire, le procédé des deux lentilles minces conduit

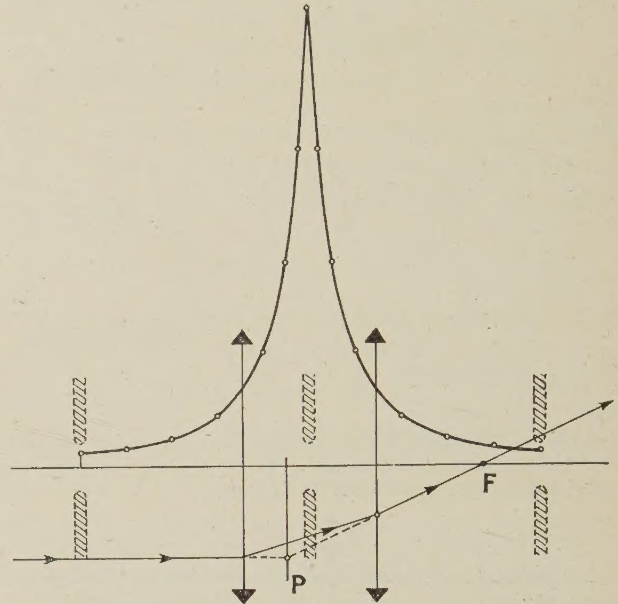


FIG. 6. — Lentille symétrique à trois trous, potentiel maximum à l'extérieur. Au lieu des deux pics de la figure 4, la courbe $(V'/V)^2$ n'en présente plus qu'un seul au centre. Les deux lentilles minces sont très proches, la convergence de l'ensemble est peu inférieure à la somme de leurs convergences, et le plan principal peu écarté du centre. En somme, l'approximation d'une seule lentille mince n'est pas mauvaise dans ce cas.

à une faible erreur, tandis que la fonction rectangulaire appliquée au cas où $(V'/V)^2$ a deux pics très aigus donne une erreur notable.

Soit une lentille où $\frac{3}{16}(V'/V)^2 = \Omega^2$ est constant sur une longueur l. Supposons la lentille très forte $\Omega l = \pi/2$ (le foyer à la limite du champ). On a en appelant F_{ex} la distance focale exacte,

$$l/F_{ex} = \Omega l \sin \Omega l = \pi/2.$$

(1) La comparaison des figures 4 et 6, représentant la même lentille symétrique avec le même rapport de potentiels, égal à 6, est très suggestive et illustre bien l'intérêt de l'approximation des deux lentilles minces. Dans les deux cas les deux lentilles minces ont même force, car les deux moitiés de la courbe $(V'/V)^2$ sont les mêmes partout à un retournement près. Mais dans la figure 4 les deux lentilles minces sont très écartées, la convergence de l'ensemble est faible, et l'écart avec l'approximation d'une seule lentille mince très grand. Au contraire, elles sont très rapprochées dans la figure 6, la convergence totale est forte et l'écart à l'approximation d'une seule lentille assez réduit. Dans le cas particulier où la distance focale des deux lentilles minces est égale à leur écartement, la convergence de l'ensemble passe par un maximum, et le système peut être qualifié d'« achromatique », de la même façon qu'un oculaire satisfaisant à la condition classique $F_1 + F_2 = 2l$.

Le procédé des deux lentilles minces conduit à leur donner à chacune comme convergence la moitié de l'intégrale $\frac{3}{16}\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 dx$ soit $\Omega^2\, l/2$ et comme distance $l/2$. On obtiendra

$$l/F_{am} = \Omega^2 l^2[1 - (1/8)\,\Omega^2 l^2] = \frac{\pi^2}{4}\left(1 - \frac{\pi^2}{32}\right).$$

Le rapport de la convergence obtenue par les 2 lentilles minces à la convergence exacte est

$$(\pi/2)\,[1 - (\pi^2/32)] = 1{,}08.$$

L'erreur est de 8 % en excès.

Si au contraire la fonction $(V'/V)^2$ a deux pics égaux très étroits, on a l'équivalent de deux lentilles minces. Soit l leur distance. Supposons l'ensemble très convergent, la distance focale étant aussi égale à l. La convergence de chaque lentille est égale à celle de l'ensemble. On a

$$\frac{1}{F_{\text{ex}}} = \frac{1}{2} \times \frac{3}{16}\int^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 dx.$$

Posons encore

$$\frac{3}{16}\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 dx = \Omega^2 l$$

$$\frac{l}{F_{\text{ex}}} = \frac{1}{2}\,\Omega^2 l^2 = 1$$

d'où

$$\Omega l = \sqrt{2} = 81°.$$

Le procédé de la fonction rectangulaire donne

$$l/F_{am} = \Omega l \sin \Omega l = 1{,}40.$$

L'erreur est de 40 %. Ainsi le procédé des deux lentilles minces est bien plus « passe-partout » que l'autre. Il donne de bons résultats aussi bien quand la fonction $(V'/V)^2$ a un seul pic (cas de la plupart des lentilles) que lorsqu'elle en a deux (lentille symétrique avec le potentiel le plus fort au centre) tandis que la fonction rectangulaire donne alors de mauvais résultats, comme on l'a vu précédemment.

L'ordre de grandeur de l'approximation obtenue est facile à apprécier : il est du cinquième ou du quart du facteur correctif $l/4F$ (l = distance des deux lentilles minces partielles, $1/F$ convergence réduite totale), que ce facteur soit grand ou petit. On peut faire confiance à la méthode tant que $l/4F$ ne dépasse pas 0,6 ou 0,7, c'est-à-dire tant que les foyers ne sont pas trop immergés. (Naturellement, sous la forme indiquée, le procédé donne la distance focale classique et non les éléments immergés proprement dits).

Généralisation. — La méthode des deux lentilles minces n'est évidemment qu'un cas particulier d'une méthode plus générale qui consisterait à décomposer la lentille réduite en un nombre quelconque de lentilles minces partielles toutes convergentes, que l'on combinerait ensuite selon les règles de l'optique élémentaire des lentilles baignées par deux milieux identiques.

Il se trouve qu'en prenant seulement *deux* lentilles minces on fait une erreur de quelques centièmes au plus sur l'évaluation des éléments des lentilles électrostatiques les plus fortes, avec des formules d'une extrême simplicité, puisqu'il suffit de connaître la distance des deux centres de gravité, déterminés en quelques minutes par découpage de la courbe $(V'/V)^2$ et suspension avec une aiguille.

On pourrait se demander s'il n'y aurait pas avantage, pour obtenir une meilleure approximation, à prendre trois ou quatre lentilles minces partielles. Le progrès obtenu ne justifie pas en général la complication plus grande des calculs, une erreur de cinq ou six centièmes étant simplement réduite à un ou deux.

Dans le cas des lentilles magnétiques, la situation est sensiblement différente. Ces lentilles peuvent être beaucoup plus convergentes que les lentilles électrostatiques, et, pour les lentilles les plus fortes (objectifs de microscope), la décomposition en deux lentilles minces partielles, tout en assurant une grande amélioration sur la formule élémentaire

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8\,m\,U}\int_a^b B^2\, dx$$

laisse quand même des erreurs de 20 ou 30 %.

En revanche, tandis que dans les lentilles électrostatiques on modifie la convergence par changement du rapport des potentiels, ce qui déforme la courbe $(V'/V)^2$ et déplace les centres de gravité des lentilles partielles, on peut admettre que dans les lentilles magnétiques la variation du courant se borne à multiplier les ordonnées de la courbe $y = B^2(x)$ par un facteur constant. Dans ces conditions, les abscisses des centres de gravité des lentilles partielles sont fixes, et les puissances de ces lentilles restent dans des rapports constants. La méthode permet alors d'obtenir les éléments sous forme de polynômes fonctions d'un paramètre tel que le k^2 de Glaser.

Rappelons d'abord comment trouver mécaniquement les éléments d'un système de lentilles minces. Considérons la n^e lentille (*fig.* 7). Soit h_n la distance à l'axe du point d'impact d'un rayon, δ_{n-1} l'angle de ce rayon avec l'axe avant la traversée de la lentille, δ_n le même angle après la traversée. Appelons e_{n-1} la distance des lentilles $n - 1$ et n. On a manifestement

$$\begin{cases} \delta_n = \delta_{n-1} + \dfrac{h_n}{f_n} \\ h_n = h_{n-1} - \delta_{n-1}\, e_{n-1} \end{cases}$$

ou

$$\begin{cases} \delta_n = \delta_{n-1}\left(1 - \dfrac{e_{n-1}}{f_n}\right) + \dfrac{h_{n-1}}{f_n} \\ h_n = -\,\delta_{n-1}\, e_{n-1} + h_{n-1}. \end{cases}$$

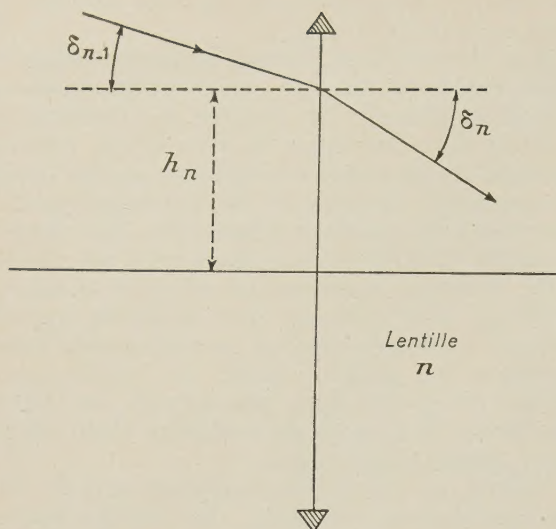


FIG. 7. — Réfraction dans une lentille mince.

La n^e lentille réalise donc sur le couple (δ, h) l'opération linéaire de matrice

$$\left\| \begin{matrix} 1 - \frac{e_{n-1}}{f_n} & \frac{1}{f_n} \\ - e_{n-1} & 1. \end{matrix} \right\|$$

Pour la lentille n° 1 sur laquelle on suppose tomber un rayon parallèle à l'axe, on prendra comme matrice

$$\left\| \begin{matrix} 0 & \frac{1}{f_1} \\ 0 & 1. \end{matrix} \right\|$$

La déviation par un système de lentilles, c'est-à-dire la distance focale du système, s'obtiendra par multiplication des matrices. Par exemple pour 3 lentilles

$$\left\| \begin{matrix} 1 - \frac{e_2}{f_3} & \frac{1}{f_3} \\ - e_2 & 1 \end{matrix} \right\| \times \left\| \begin{matrix} 1 - \frac{e_1}{f_2} & \frac{1}{f_2} \\ - e_1 & 1 \end{matrix} \right\| \times \left\| \begin{matrix} 0 & \frac{1}{f_1} \\ 0 & 1 \end{matrix} \right\|$$

$$= \left\| \begin{matrix} 0 & \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} - \frac{e_1}{f_1 f_2} - \frac{e_2}{f_2 f_3} - \frac{e_3}{f_3 f_1} + \frac{e_1 e_2}{f_1 f_2 f_3} \\ 0 & 1 - \frac{e_1 + e_2}{f_1} - \frac{e_2}{f_2} + \frac{e_1 e_2}{f_1 f_2} \end{matrix} \right\|.$$

La distance focale est

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} - \frac{e_1}{f_1 f_2} - \frac{e_2}{f_2 f_3} - \frac{e_3}{f_3 f_1} + \frac{e_1 e_2}{f_1 f_2 f_3}.$$

La distance du foyer à la dernière lentille est

$$x_n = \frac{h_n}{\delta_n} = f . \frac{h_n}{h_0}.$$

Ici

$$x_3 = f \left[1 - \frac{e_1 + e_2}{f_1} - \frac{e_2}{f_2} + \frac{e_1 e_2}{f_1 f_2} \right].$$

Avec quatre lentilles il vient :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} + \frac{1}{f_4} - \frac{e_1}{f_1 f_2} - \frac{e_1 + e_2}{f_1 f_3}$$
$$- \frac{e_1 + e_2 + e_3}{f_1 f_4} - \frac{e_2}{f_2 f_3} - \frac{e_2 + e_3}{f_2 f_4} - \frac{e_3}{f_3 f_4}$$
$$+ \frac{e_1 e_2}{f_1 f_2 f_3} + \frac{e_1(e_2 + e_3)}{f_1 f_2 f_4} + \frac{e_3(e_1 + e_2)}{f_1 f_3 f_4} + \frac{e_2 e_3}{f_2 f_3 f_4} - \frac{e_1 e_2 e_3}{f_1 f_2 f_3 f_4}.$$

Considérons une lentille magnétique quelconque, et appelons $1/F$ sa convergence totale

$$\frac{1}{F} = \frac{e}{8m\, U} \int_a^b B^2 \, \mathrm{d}x.$$

Divisons par des ordonnées l'aire de la courbe $B^2(x)$ en 4 parties égales, représentant 4 lentilles partielles que nous remplaçons par 4 lentilles minces placées à leurs centres de gravité. On a alors:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_3} = \frac{1}{f_4} = \frac{1}{4F} \qquad \frac{1}{f_1 f_2} = \frac{1}{f_2 f_3} = \ldots = \frac{1}{16\, F^2}$$
$$\frac{1}{f_1 f_2 f_3} = \ldots = \frac{1}{64\, F^3} \qquad \frac{1}{f_1 f_2 f_3 f_4} = \frac{1}{256\, F^4}.$$

D'où la distance focale cherchée :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{F} - \frac{3e_1 + 4e_2 + 3e_3}{16\, F^2}$$
$$+ \frac{2(e_1 e_2 + e_2 e_3 + e_3 e_1)}{64\, F^3} - \frac{e_1 e_2 e_3}{256\, F^4}.$$

Tous les numérateurs sont des constantes, déterminées par la position des centres de gravité des lentilles partielles ; la convergence totale $1/F$ est proportionnelle au carré de l'induction, le coefficient de proportionnalité étant obtenu par quadrature de la courbe $B^2(x)$.

Prenons comme exemple le modèle Grivet-Lenz [2] où $B^2 = \frac{B_0^2}{\mathrm{ch}^2\, x/b}$. On obtient aisément

$$\frac{e_1}{b} = \mathrm{Log}\, \frac{64}{27} = 0{,}862.$$

$$\frac{e_2}{b} = \mathrm{Log}\, \frac{27}{16} = 0{,}523 \qquad \frac{e_3}{b} = 0{,}862.$$

D'où :

$$\frac{1}{f} \Big/ \frac{1}{F} = 1 - \frac{7{,}254}{16} . \frac{b}{F} + \frac{2 \times 1{,}645}{64} \left(\frac{b}{F}\right)^2 - \frac{0{,}389}{256} \left(\frac{b}{F}\right)^3$$

$$\frac{1}{F} = \frac{e}{8\, mU} \int_{-\infty}^{+\infty} B^2 \, \mathrm{d}x = \frac{2eB_0^2\, b}{8\, mU} \qquad \frac{b}{F} = \frac{2eB_0^2\, b^2}{8\, mU}.$$

Pour nous ramener aux notations classiques nous poserons $\frac{eB_0^2}{8\, mU} = \frac{k^2}{a^2}$ et ici $b = 0{,}7593 . a$ d'où $b/F = 1{,}1531\, k^2$; k^2 étant le nouveau paramètre sans dimensions.

$$(1/f)/(1/F) = 1 - 0{,}5229 . k^2 + 0{,}06838 . k^4 - 0{,}00233 k^6$$

et
$$a/F = 1{,}5186\ k^2$$
$$a/f = 1{,}5186\ k^2(1 - 0{,}5229\ k^2 + 0{,}06838\ k^4 - 0{,}00233\ k^6).$$

La figure 8 représente, en fonction de k^2, la distance focale ainsi obtenue et la distance focale exacte. On voit que les deux courbes sont pratiquement confondues jusqu'à $k^2 = 1{,}7$ et ne divergent notablement que pour $k^2 > 2$.

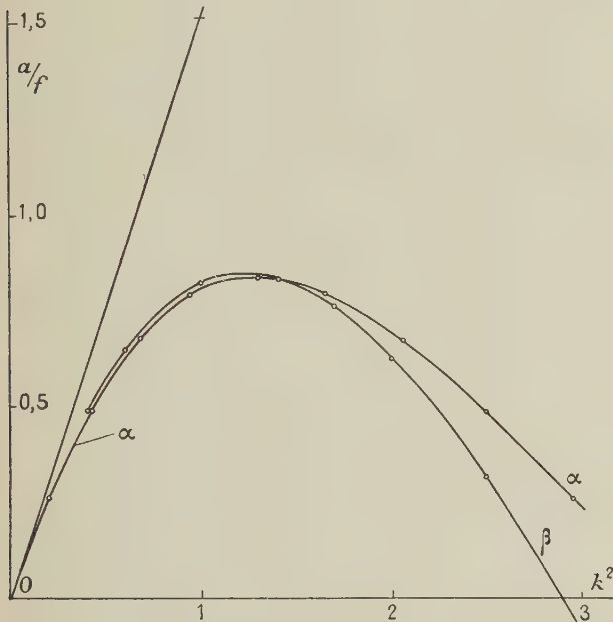


FIG. 8. — Distance focale classique d'une lentille magnétique conforme au modèle Grivet-Lenz. Courbe α), valeur exacte ; courbe β), par l'approximation de 4 lentilles minces. La droite représente celle d'une seule lentille mince.

Il ne faut d'ailleurs pas perdre de vue que les écarts alors observés ne sont pas plus grands que ceux résultant de l'incertitude expérimentale sur la fonction réelle $B^2(x)$. On le vérifie aisément en comparant les résultats obtenus avec les modèles Glaser et Grivet-Lenz.

On peut également, par le procédé des lentilles minces, évaluer les éléments immergés. La distance focale immergée se confondra avec la distance focale classique tant que le foyer n'aura pas traversé la dernière lentille, ici la 4e. Il faudra alors changer de formule et calculer la distance focale avec 3 lentilles au lieu de 4. Puis, quand le foyer aura traversé la 3e lentille, on prendra la formule à 2 lentilles, etc. La courbe représentant la distance focale immergée en fonction de k^2 se composera d'une série d'arcs de degré décroissant. La figure 9 permet la comparaison avec le calcul exact, encore dans le cas du modèle Grivet-Lenz. On voit que les écarts sont très faibles jusqu'à $k^2 = 2{,}3$ et que l'erreur ne dépasse jamais 10 %. Les calculs ne sont pas plus compliqués que pour la distance focale classique, il faut seulement changer de formule. Les valeurs de k^2 correspondant à ces changements peuvent être déterminées avec précision, si on le désire, en écrivant que h_4, h_3, h_2 passent par zéro, pour un incident parallèle à l'axe. Ces grandeurs sont données par le terme inférieur de la matrice représentant le groupe de lentilles envisagé.

Il convient de prendre garde que les formules obtenues pour $1/f$ en fonction de k^2 ne sont pas des développements en série limités, mais des expressions polynomiales qui ne coïncident pas avec les premiers termes du développement illimité. Par exemple, si on a une lentille où $B^2(x)$ est une fonction rectangulaire, la distance focale exacte est donnée par $1/f = \Omega l \sin \Omega l$ (pour les notations voir plus haut). L'approximation à 4 lentilles minces d'égale force, donne par un calcul immédiat

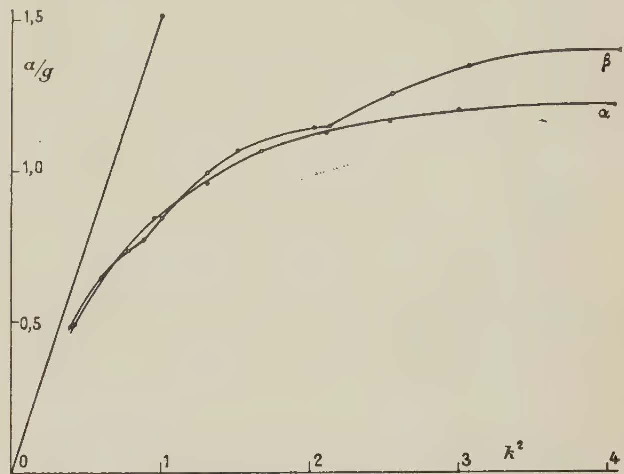


FIG. 9. — Distance focale immergée de la lentille de la figure 8. Courbe α) valeur exacte ; courbe β), par l'approximation de 4 lentilles minces. La première partie de la courbe β) est identique à celle de la figure 8 ; le premier point anguleux correspond au passage du foyer à travers la quatrième lentille, le second, au passage à travers la troisième.

$$\frac{l}{f} = (\Omega l)^2 - \frac{5}{32}(\Omega l)^4 + \frac{3}{512}(\Omega l)^6 - \frac{1}{16\,384}(\Omega l)^8$$

dont les coefficients ne coïncident pas avec ceux de $\sin \Omega l$.

Pour obtenir les coefficients du développement en série illimité de $1/f$ en fonction d'un paramètre comme k^2, il faut évaluer des intégrales dont l'ordre est égal à celui des termes du développement. La distance focale d'un système de n lentilles minces peut s'écrire

$$\frac{1}{f} = \sum_i \frac{1}{f_i} - \sum_{ij} \frac{e_{ij}}{f_i f_j} + \sum_{ijk} \frac{e_{ij}\, e_{jk}}{f_i f_j f_k} - \sum_{ijkl} \frac{e_{ij}\, e_{jk}\, e_{kl}}{f_i f_j f_k f_l} + \dots$$

en appelant e_{ij} la distance de la lentille i à la lentille j, et en excluant les permutations d'indices.

Si l'on a une lentille électronique où les trajectoires sont données par $r'' + r.y(x) = 0$ la convergence d'une tranche dx est $y(x)$ dx et la distance focale est donc :

$$\frac{1}{f} = \int y(x_i)\,\mathrm{d}x_i - \iint |x_i - x_j|\, y(x_i)\, y(x_j)\,\mathrm{d}x_i\,\mathrm{d}x_j$$

$$+ \iiint |x_i - x_j|\,|x_j - x_k|\, y(x_i)\, y(x_j)\, y(x_k)\,\mathrm{d}x_i\,\mathrm{d}x_j\,\mathrm{d}x_k - \dots$$

Si on multiplie uniformément $y(x)$ par un facteur numérique λ comme dans une lentille magnétique où l'on fait varier le courant magnétisant, la variation de la convergence en fonction de λ est donnée par la série :

$$\frac{1}{f} = \lambda \int y(x_i)\,\mathrm{d}x_i - \lambda^2 \iint |x_i - x_j|\, y(x_i)\, y(x_j)\,\mathrm{d}x_i\,\mathrm{d}x_j$$

$$+ \lambda^3 \iiint |x_i - x_j|\,|x_j - x_k|\, y(x_i)\, y(x_j)\, y(x_k)\,\mathrm{d}x_i\,\mathrm{d}x_j\,\mathrm{d}x_k - \dots$$

L'intégrale simple représente l'approximation d'une seule lentille mince. Les premières intégrales multiples peuvent se calculer sans trop de difficultés quand $y(x)$ est une fonction simple ; mais, dans le cas général, on ne peut guère les apprécier avec assez d'exactitude par des méthodes numériques. Il vaut bien mieux, si l'on ne dispose pas de moyens de calcul exceptionnels, se limiter à une décomposition en un nombre fini de lentilles élémentaires, qui, avec autant de termes, ne donne pas une erreur plus grande.

Expressions développées. — Le travail le plus long, dans l'application du procédé, est l'évaluation de l'intégrale $(V'/V)^2\,\mathrm{d}x$, qui doit être effectuée pour chaque valeur du rapport des potentiels. Cela représente chaque fois cinq à dix minutes de travail pour un calculateur muni d'une plume et de papier millimétré.

Quand on a souvent affaire au même type de lentille, on peut souhaiter avoir des formules explicites où ne figureraient que les potentiels, sans aucune intégration, moyennant un développement en série.

Il est facile d'obtenir de telles formules, par développement du dénominateur de $(V'/V)^2$ et intégration terme à terme.

En posant toujours $V_b > V_a$, nous pouvons écrire

$$V(x) = V_b \left[1 - \frac{V_b - V_a}{V_b}\,\varphi(x)\right]$$

$\varphi(x)$ étant une fonction comprise entre 0 et 1.

$$V^{-2} = V_b^{-2}\left[1 - \frac{V_b - V_a}{V_b}\,\varphi(x)\right]^{-2}$$

$$= V_b^{-2}\left[1 + 2\,\frac{V_b - V_a}{V_b}\,\varphi(x) + 3\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^2 \varphi^2(x) + 4\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^3 \varphi^3(x) + \dots\right]$$

$$V'^2(x) = (V_b - V_a)^2\,\varphi'^2(x)$$

$$\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \mathrm{d}x = \left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^2 \times$$

$$\left[\int_a^b \varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + 2\,\frac{V_b - V_a}{V_b}\int_a^b \varphi(x)\,\varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + 3\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^2 \int_a^b \varphi^2(x)\,\varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + \dots\right].$$

Toutes les intégrales sont homogènes à l'inverse d'une longueur, que l'on peut représenter par une dimension caractéristique de la lentille, soit l, multipliée par des facteurs numériques $a_1, a_2, a_3 \dots$ Il vient donc

$$\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \mathrm{d}x = \frac{a_1}{l}\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^2 + \frac{2a_2}{l}\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^3 + \frac{3a_3}{l}\left(\frac{V_b - V_a}{V_b}\right)^4 + \dots$$

Les puissances de $\dfrac{V_b - V_a}{V_b}$ tendent lentement vers zéro, quand $V_b/V_a \gg 1$ mais la décroissance généralement rapide des a_n rend la convergence meilleure.

Si la lentille est géométriquement symétrique (lentille à deux tubes ou deux diaphragmes égaux) on peut écrire aussi :

$$V = \frac{V_a + V_b}{2}\left[1 + \frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\,\varphi(x)\right]$$

$\varphi(x)$ variant maintenant de -1 à $+1$

$$V^{-2} = \left(\frac{V_a + V_b}{2}\right)^{-2} \times$$

$$\left[1 - 2\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)\varphi(x) + 3\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 \varphi^2(x) \dots\right]$$

$$V'^2(x) = \left(\frac{V_b - V_a}{2}\right)^2 \varphi'^2(x)$$

$$\int_a^b \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \mathrm{d}x = \left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_b}\right)^2 \times$$

$$\left[\int_a^b \varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + 3\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 \int_a^b \varphi^2(x)\,\varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + 5\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^4 \int_a^b \varphi^4(x)\,\varphi'^2(x)\,\mathrm{d}x + \dots\right]$$

car toutes les intégrales impaires sont nulles.

Les intégrales paires sont encore égales à l'inverse d'une longueur caractéristique l multipliée par des coefficients numériques $a_1\ a_3\ a_5 \dots$ D'où

$$\frac{1}{F} = \frac{3}{16}.\frac{1}{l}.\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 \times$$

$$\left[a_1 + 3a_3\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 + 5a_5\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^4 + \dots\right].$$

L'intérêt de ce type de formules est de donner la valeur asymptotique des éléments pour les lentilles très faibles, valeur qui ne se trouve dans aucune abaque. Par exemple, si nous considérons la lentille à deux tubes ou deux diaphragmes égaux, dont le champ axial est bien représenté par

$$V'(x) = E_0 \, e^{-\pi x^2/k^2}$$

la longueur k étant elle-même reliée aux paramètres géométriques des électrodes par une relation connue [5], on a

$$E_0 = \frac{V_b - V_a}{k} \qquad V'(x) = \frac{V_b - V_a}{k} e^{-\pi x^2/k^2}$$

$$\varphi'(x) = \frac{2}{k} e^{-\pi x^2/k^2}.$$

Le coefficient a_1 est donné par une intégrale connue ; $a_1 = \frac{4}{k\sqrt{2}}$ d'où la valeur asymptotique

$$\frac{1}{F} = \frac{3}{16}\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 \frac{4}{k\sqrt{2}}.$$

Les autres intégrales peuvent naturellement être évaluées ; et l'on obtient le développement :

$$\frac{1}{F} = \frac{3}{16}\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 \frac{4}{k\sqrt{2}} \times \left[1 + 0{,}63\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^2 + 0{,}12\left(\frac{V_b - V_a}{V_b + V_a}\right)^4 + \dots\right]$$

dont la convergence est rapide quand V_b/V_a ne dépasse pas 4 ou 5.

Conclusion. — La méthode présentée dans cet article permet un calcul rapide des lentilles moyennes et même fortes, dont la distance focale réduite est comparable à la longueur où règne le champ. Sous sa forme améliorée, elle conduira dans bien des cas, même pour les lentilles très fortes, à une erreur relative inférieure à celle de la réalisation géométrique des électrodes. Nous avons obtenu en outre plusieurs propriétés intéressantes, sans doute peu connues, des lentilles faibles.

L'intérêt pratique de ces procédés n'est pas négligeable. J'ai personnellement connu un ingénieur de grande valeur qui, voulant calculer une lentille à deux tubes pour le rapport de potentiels 1,3 (2), s'est lancé dans une intégration numérique de l'équation (5). Après une semaine et plus de calculs laborieux, c'est miracle que les résultats n'aient pas été erronés de plus de 10 % ! Dans un tel cas, nos formules asymptotiques donnent tous les éléments en quelques instants, avec une erreur bien inférieure au millième !

Pour les lentilles très fortes, il vaut mieux revenir à l'évaluation directe de l'intégrale $(V'/V)^2 \, dx$. La détermination des centres de gravité n'offre aucune difficulté. Il suffit de découper la courbe dans une feuille de papier millimétré et de la suspendre avec une aiguille.

(2) Ce rapport voisin de l'unité ne figure dans aucune abaque, et l'intéressé était avec raison prévenu contre les formules de « lentilles minces » qui donnent des positions absurdes pour les plans principaux.

Manuscrit reçu le 14 mars 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dupouy, Éléments d'Optique Électronique, Collection Armand Colin.
[2] Grivet, Précis d'Optique Électronique.
[3] Spangenberg, Vacuum Tubes, p, 364.
[4] Pierce, Theory and Design of Electron Beams, p. 99.
[5] Durand, Electrostatique et Magnétostatique, p. 412.

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 110 A.

ACCÉLÉRATEUR D'ÉLECTRONS UTILISÉ JUSQU'A 1 MeV COMME SOURCE D'ÉLECTRONS ET DE RAYONS X POUR ÉTUDES PHYSICOCHIMIQUES

Par Y. CAUCHOIS, H. BRUCK (*), P. EHINGER, A. GAZAÏ et M. BOIVIN,
Laboratoire de Chimie Physique, Faculté des Sciences, Paris.

Résumé. — Nous donnons la description et les caractéristiques essentielles d'un montage réalisé au Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris, pour la production de faisceaux X intenses et de faisceaux d'électrons libres utilisables pour des recherches sur les actions physiques et chimiques des rayonnements. Il utilise un générateur de haute tension du type cascade prévu pour 1,4 MV et un tube dans l'air à 14 étages d'accélération en liaison avec le générateur par l'intermédiaire d'un potentiomètre répartiteur. Il fonctionne en régime depuis deux ans et fournit des débits de doses X de l'ordre de 30 000 r/min par mA à 7,5 cm de la cible pour 1 MV ; le régime continu peut être porté à 3 kW. Les doses fournies par le faisceau électronique libre n'ont pu encore être mesurées, mais sont extrêmement élevées.

Abstract. — The paper describes an equipment built in the " Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris ", for obtaining intense beams of X-rays and free electrons for research on chemical and physical effects of radiation. The equipment makes use of a high tension cascade generator built for 1.4 MV and a 14 stage accelerating tube working in air coupled to the generator by means of a distributing potentiometer. It has been used for routine work during the last 2 years and delivers an X-ray dose of the order of 30 000 r/min per mA at a distance of c. a. 7.5 cm from the target at 1 MV ; it may be run at a 3 kW permanent load. The electron dose is not yet precisely known but is very high.

Introduction. — Notre laboratoire disposait d'un générateur de haute tension du type « cascade » susceptible de fournir en principe et au maximum 1,4 MV. Ce générateur avait été commandé à la Société Philips en 1938 par le C. N. R. S. pour le Professeur Jean Perrin, en même temps qu'un montage pour 600 kV destiné à un tube accélérateur d'ions. Après avoir subi les vicissitudes dues à la déclaration de la guerre et à l'exode, tout ce matériel avait pu être récupéré et mis en place dans des locaux construits en surélévation sur le toit du laboratoire. En fait, le générateur 1,4 MV ne peut dépasser à vide 1,2 MV dans la salle de 9 × 9 × 9 mètres où il est disposé, avec pôle négatif isolé. La Société Philips n'avait pu fournir de tube d'utilisation. Avec les moyens très limités de l'après-guerre, nous avions monté un tube à rayons X comprenant deux étages accélérateurs dont le fonctionnement était satisfaisant pour certains objectifs jusqu'à environ 500 kV. Afin d'étendre le domaine de travail dans les limites compatibles avec les caractéristiques du générateur et de sa localisation, nous avions décidé de réaliser un nouveau tube, destiné surtout à des études de physique du solide et de chimie sous rayonnement. Parce qu'il n'existait pas d'appareil commercial, ce tube et ses annexes ont été construits au laboratoire. Pour l'établissement du projet, nous avons bénéficié de l'expérience acquise par l'un de nous lorsqu'il a réalisé le tube accélérateur d'ions du générateur van de Graff de 5 MV du Centre d'Études Nucléaires de Saclay [1].

La figure 1 donne une représentation de principe du montage qui fonctionne régulièrement depuis octobre 1957, date à laquelle le générateur a pu être rénové par la mise en place de redresseurs au sélénium. L'accélérateur fournit des faisceaux de rayons X horizontaux ou verticaux, sous des puissances pouvant atteindre en régime 3 kW et des faisceaux d'électrons libres verticaux ; les régimes de fonctionnement sont actuellement variables d'une manière continue entre 0,1 et 1 MV. Nous nous proposons de travailler à des tensions plus élevées dans le nouveau laboratoire en construction à Orsay, où les normes de sécurité correspondantes pourront être observées. Voici la description sommaire de l'ensemble du tube et de ses accessoires, visibles sur les différentes planches. Certains aspects de cette réalisation ont fait ou doivent faire l'objet d'exposés ou de publications séparés. Les descriptions d'origine des éléments du montage sont présentées en annexe en fin d'article.

Générateur. — Il semble superflu de redonner ici la description du générateur, elle est initialement conforme aux principes et descriptions donnés dans la référence [2]. Toutefois, l'extrême fragilité des soupapes et l'impossibilité de les remplacer ont beaucoup gêné et ralenti l'expérimentation qui s'est trouvée finalement tout à fait arrêtée. Nous avions entre-temps décidé le remplacement des soupapes à gaz d'un modèle périmé,

(*) Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

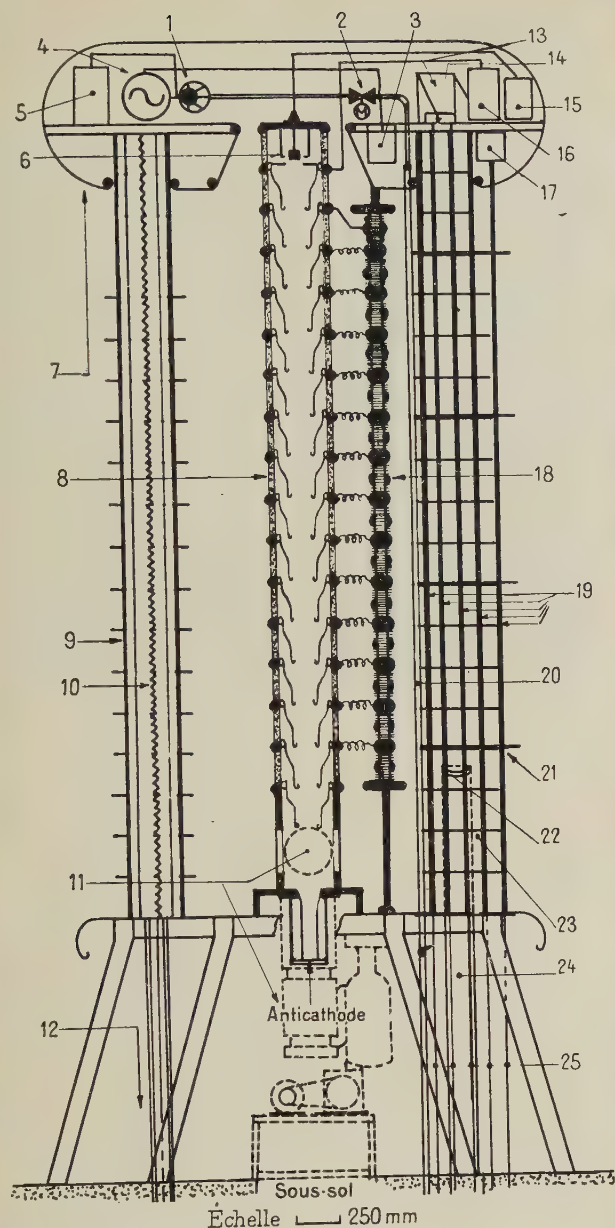


Fig. 1. — Coupe d'ensemble. Tube à rayons X de 1 MeV. 1. Moteur à air comprimé.— 2. Vanne.— 3. Alimentation Wehnelt. — 4. Alternateur. — 5. Discriminateur de tension. — 6. Canon à électron. — 7. Carénage H. T., tôle d'acier de 1 mm d'épaisseur, contenant l'appareillage électrique. — 8. Tube accélérateur. — 9. Colonne de soutien en bakélite. — 10. Résistance de mesure de 1 500 MΩ. — 11. Canalisation et groupe de pompage (en pointillé, en arrière du tube). — 12. Vers pompe à huile (refroidissement). — 13. Miroir. — 14. Appareils de mesures. — 15. Régulation courant tube. — 16. Réglage tension d'extraction. — 17. Réglage chauffage filament. — 18. Répartiteur de tension. — 19. Barres de commandes isolantes en plexiglas. — 20. Air comprimé, tube isolant en afcodur. — 21. Plateau isolant en bakélite pour guidage des commandes. — 22. Objectif périscope. — 23. Colonne de soutien en bakélite. — 24. Tube périscope (Dural), vision sur pupitre. — 25. Tiges d'acier ø 10 mm, vers pupitre.

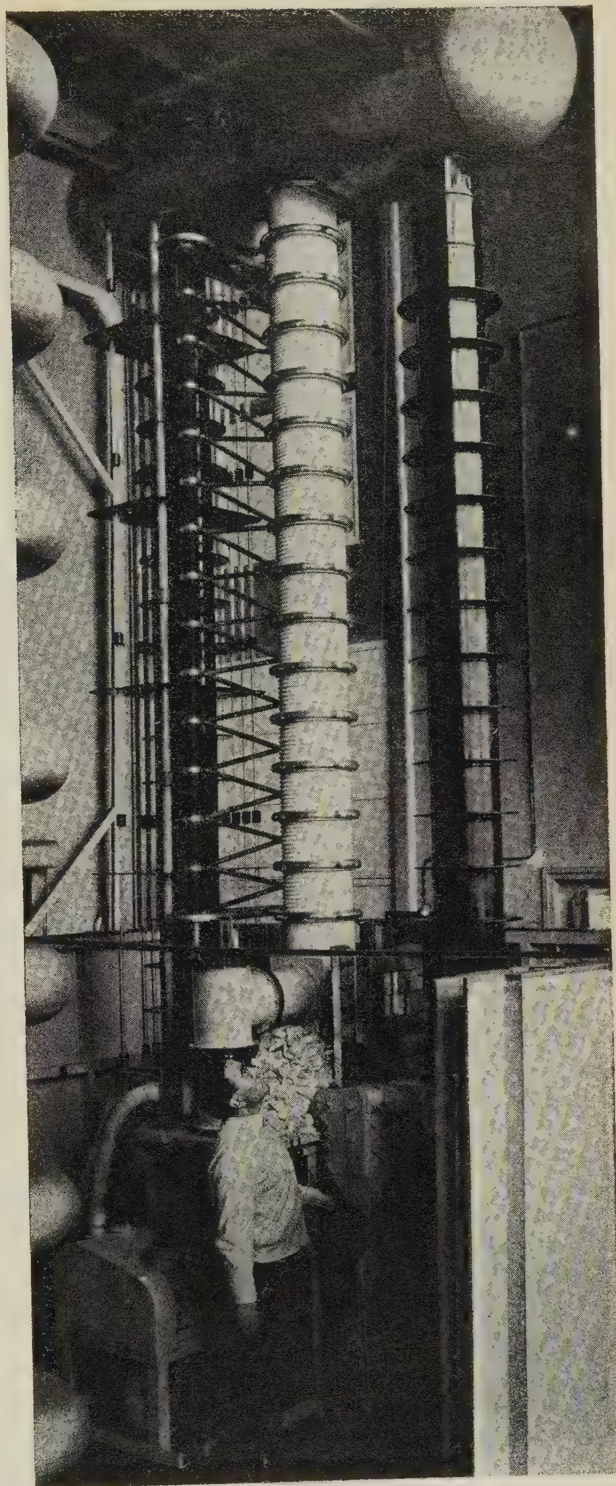


Photo 1.

devenues irremplaçables, par des redresseurs au sélénium. Ceux-ci ne présentent pas la fragilité des tubes à gaz, ni leurs exigences quant à une température élevée de la salle haute tension. Les redres-

seurs permettent un courant total dans le générateur de 5 mA.

La modification du générateur et la mise en place des nouvelles soupapes ont été effectuées en septembre-octobre 1957. Depuis lors, le montage a donné toute satisfaction.

Description du tube. — Le corps du tube est constitué par quatorze étages d'accélération et un quinzième étage constituant l'espace cathodique de focalisation, coiffé par la partie cathodique proprement dite, qui forme un seizième et dernier étage au sommet du tube porté à la haute tension négative. Les quinze premiers étages sont identiques (*fig.* 1). Ils comportent chacun un cylindre de porcelaine dont la paroi extérieure est ondulée et vernie, tandis que la paroi intérieure est laissée brute de cuisson et légèrement rugueuse. La hauteur en est d'environ 22 cm, le diamètre intérieur environ 28 cm, l'épaisseur 2 à 3 cm. La hauteur de chacun des isolateurs en porcelaine a été choisie en vue de son emploi pour une tension au moins égale au double de la tension réelle de fonctionnement imposée par la source actuelle de haute tension. Quant au diamètre, il a été choisi assez grand pour être compatible avec la hauteur totale du montage et pour y loger les larges électrodes, tout en permettant une bonne conductance pour l'établissement et le maintien du vide. Les faces terminales de ces pièces de porcelaine ne sont pas non plus vernies, mais elles sont dressées et polies. Chaque face plane a subi avant montage une métallisation par évaporation thermique d'aluminium sous vide, après un nettoyage très soigné pour que le dépôt, d'environ 1 ou 2 μ d'épaisseur, soit bien adhérent. Afin de pouvoir réaliser l'assemblage sans avoir à recourir à des scellements, chaque extrémité de porcelaine est spécialement profilée (*fig.* 2) pour offrir une gorge convenable au joint torique d'étanchéité que compriment entre autres, les faces des plateaux et les gorges profilées des anneaux métalliques qui sont décrits plus loin. Ce mode d'assemblage très économique, s'est montré parfaitement robuste, étanche et précis.

Les électrodes ont été conçues et disposées en vue d'assurer le blindage électrique des parois isolantes et de réaliser un gradient de potentiel assez uniforme pour que le champ accélérateur puisse être considéré en moyenne comme à peu près constant le long du tube. Un contrôle *a posteriori*, exposé ci-dessous, a montré que les formes et dispositions choisies réalisent effectivement cette condition avec des ondulations de l'ordre de $\pm$ 3 %.

Les électrodes sont larges, ce qui facilite le pompage et évite les bombardements par les particules qui voyagent dans le tube. Elles sont réalisées en tôles d'acier inoxydable par repoussages et recuits répétés. Elles sont soigneusement polies. Leur mise en place est obtenue d'une façon très simple à l'aide de plateaux en tôle d'aluminium mince en forme de couronnes circulaires, serrés entre les isolateurs successifs : les électrodes reposent simplement sur les plateaux qui en assurent automatiquement le centrage. Des perforations de ces plateaux aident à l'évacuation.

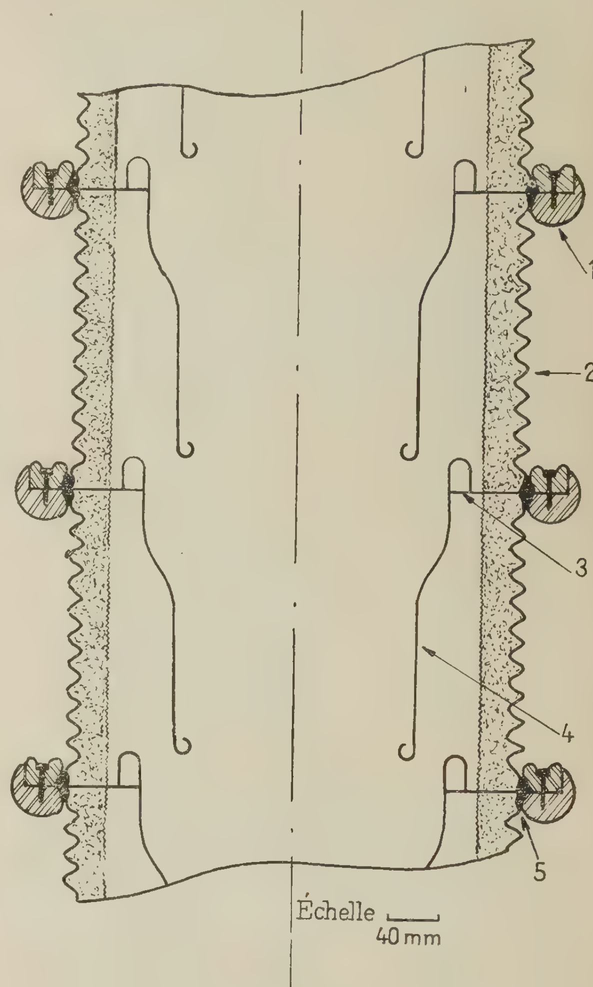


Fig. 2. — Coupe longitudinale du tube accélérateur. 1. Couronne de serrage. — 2. Porcelaine. — 3. Plateau Al. 4. Électrode Inox 18/8. — 5. Joint.

L'assemblage mécanique des éléments successifs du tube s'effectue par des anneaux métalliques constitués par des couronnes en alliage d'aluminium, soigneusement polies. Nous avons choisi un alliage léger en tenant compte à la fois de ses propriétés mécaniques et de sa résistance à la corrosion, celle-ci pouvant être importante dans l'atmosphère où baigne le montage en fonctionnement.

La première électrode supérieure est coiffée d'un large diaphragme destiné à accroître le champ d'extraction. Il est formé par un disque d'acier poli épais qui repose sur l'électrode supérieure par son poids. La première porcelaine à partir du

haut (voir *fig.* 1), porte la tête cathodique, actuellement réalisée comme le montre la figure 3. La source d'électrons est suspendue à un plateau central fixé sur une pièce annulaire plus large qui est posée sur la porcelaine (n° 7). Cette source comportait à l'origine un enroulement émissif plat formé par un ruban de tantale disposé en zigzag sur champ, afin de constituer une surface émissive pseudo-plane et homogène. Nous employons actuellement des arrangements assez ana-

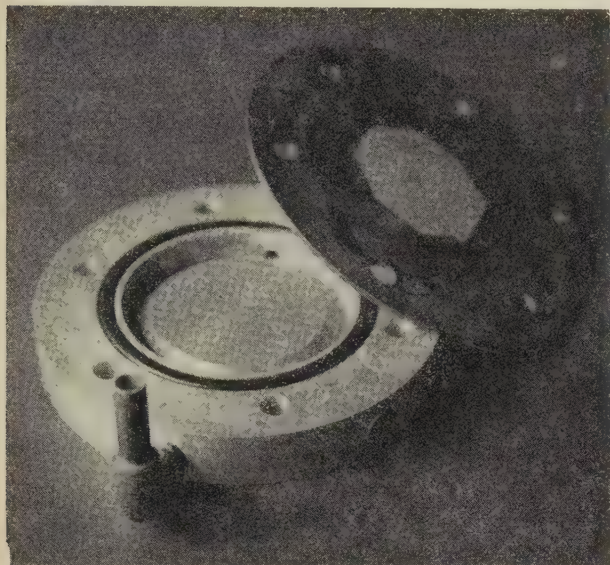


PHOTO 2.

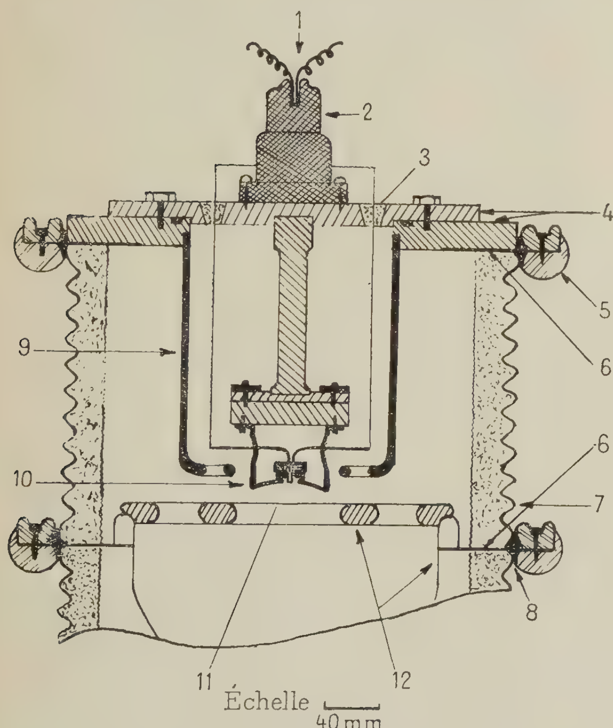


FIG. 3. — Canon à électrons. Coupe.

1. Arrivée du courant. — 2. Prise de courant en bakélite. — 3. Passage araldite. — 4. Plateau central et pièce annulaire, acier. — 5. Couronne de serrage. — 6. Plateaux Al. — 7. Porcelaine. — 8. Joint. — 9. Pièce de garde. — 10. Wehnelt. — 11. (Prolonger le trait indicateur de 3 mm.) Filament. — 12. Diaphragme et électrode d'extraction.

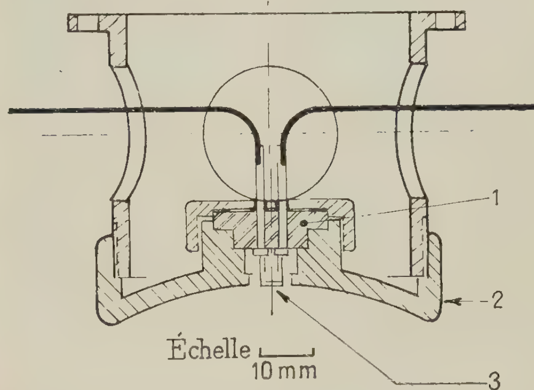


FIG. 4*a*. — Ensemble filament-Wehnelt. Coupe.
1. Stéatite. — 2. Wehnelt, matière Inox. — 3. Filament.

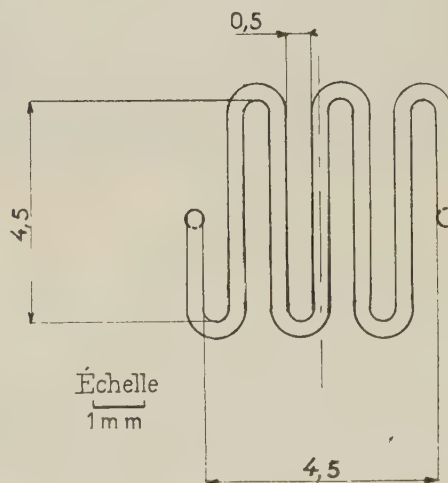


FIG. 4*b*. — Filament de tungstène vu de face (ø 0,3 mm).

logues, faits de fil de tungstène qui se sont montrés plus robustes et de vie plus longue, sans modifier notablement les caractéristiques de la tache focale. Pour aider à la concentration du faisceau, le plan de la surface émissive est logé au sein d'une électrode de Wehnelt en forme de calotte sphérique concave ; il est à peu près tangent à la surface extérieure (*fig.* 4).

La dernière porcelaine, la plus basse (voir *fig.* 1), repose sur la « boîte de raccordement » (décrite plus loin) qui est elle-même posée sur un grand

plateau d'environ 2 × 0,75 m, porté sur un support à quatre pieds en cornières et fers en L, situé à un mètre cinquante du sol. La dernière électrode, la boîte de raccordement et toutes les pièces ou bâtis

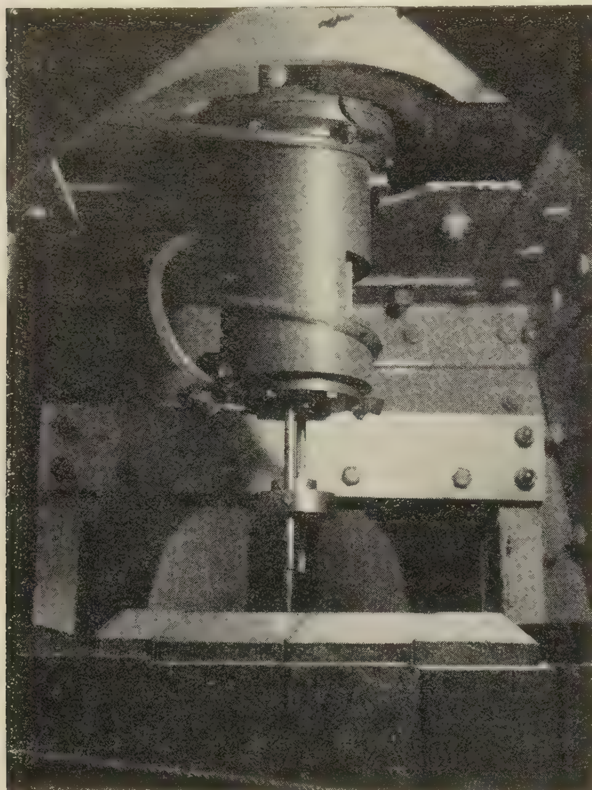


Photo 3.

placés à un niveau inférieur, sont reliés directement ou indirectement à la terre (*fig* 5).

La hauteur de la cible au-dessus du sol et sa localisation au sein de son grand support, nous ont été imposées par la nécessité d'utiliser temporairement des dispositifs existant dans la salle où il nous faut travailler. Ils sont peu commodes pour les manipulations sous cible et pour la mise en place des blindages contre les rayonnements. D'autres arrangements sont prévus dans le local en construction.

La « boîte de raccordement » est un bloc d'acier dont la partie haute est un cylindre, la partie basse un bloc à section carrée de 34 cm de côté ; la hauteur totale est d'environ 55 cm. Ce bloc est foré intérieurement d'un cylindre vertical de même diamètre que les isolateurs de porcelaine et, dans sa partie basse, de deux cylindres horizontaux croisés. Trois des voies horizontales de cette boîte de raccordement, ainsi obtenues à partir de la canalisation centrale, portent de larges flasques verticales de fermeture où se placent à volonté des instruments de mesure ou d'observation. La quatrième voie constitue le canal de pompage.

Le pompage est assuré par un groupe comportant une pompe rotative et une pompe à diffusion d'une vitesse de 1 000 litres avant « baffle ». Il a été prévu un piège à air liquide entre pompe et boîte de raccordement, mais son emploi n'a pas été nécessaire après les premiers dégazages. Le dispositif de pompage est complété par les jeux de vannes, jauges et organes de sécurité indispensables. La pression de fonctionnement, suivie en routine à

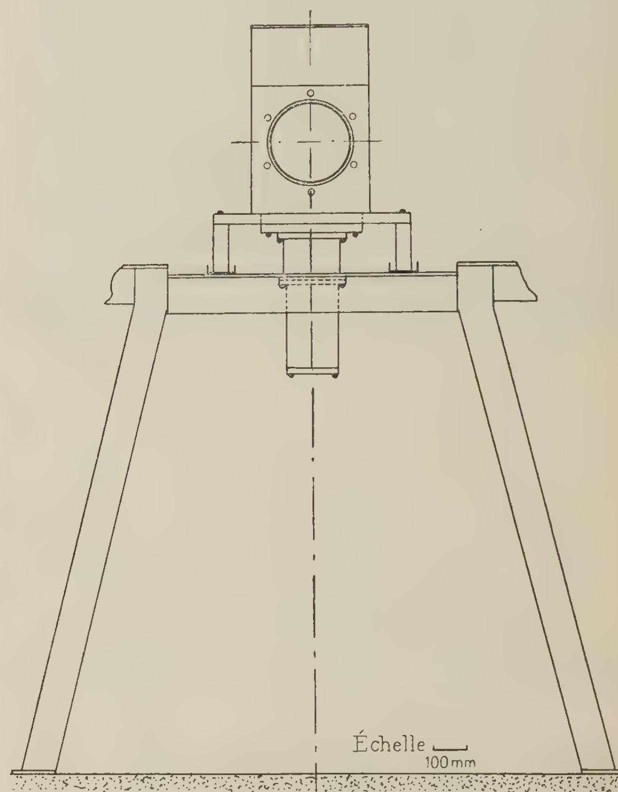


Fig. 5.

l'aide d'une jauge Penning est inférieure à 10^{-5} mm Hg, ainsi que l'ont confirmé des contrôles effectués avec une jauge à ionisation en verre plus précise.

Nous décrirons maintenant la partie anodique du montage. L'élaboration du tube se termine vers le bas par un corps cylindrique refroidi, muni d'une fenêtre latérale et fermée par une pièce horizontale. Il peut porter une anticathode verticale dont la surface émissive faiblement inclinée par rapport au plan horizontal passant par le milieu de la fenêtre, fournit un faisceau X horizontal. Il peut aussi porter, alternativement, une cible terminale horizontale. Cette cible peut être relativement épaisse et comporter un métal émissif lourd, afin de constituer une anticathode « transparente » et de donner

un faisceau X vertical intense, utilisable sous le tube. Elle peut aussi présenter une partie centrale mince en métal léger constituant une fenêtre transparente aux électrons lorsque l'on veut disposer d'un faisceau d'électrons libres, extérieur au tube, soit dans l'atmosphère, soit dans tout autre espace d'utilisation distinct de l'espace de production.

Les pièces anodiques du tube : corps, anticathodes, et fenêtres transparentes actuellement en usage sont représentées sur les figures 6, 7 et 8. Le choix des caractéristiques de ces pièces tient compte des buts assignés à l'emploi de l'accélérateur (entre autres, des études de chimie sous rayonnements) et résultent de l'expérience acquise au laboratoire pour de tels problèmes. Nous reviendrons sur ces questions dans l'article rapportant la dosimétrie effectuée sur le rayonnement X émis.

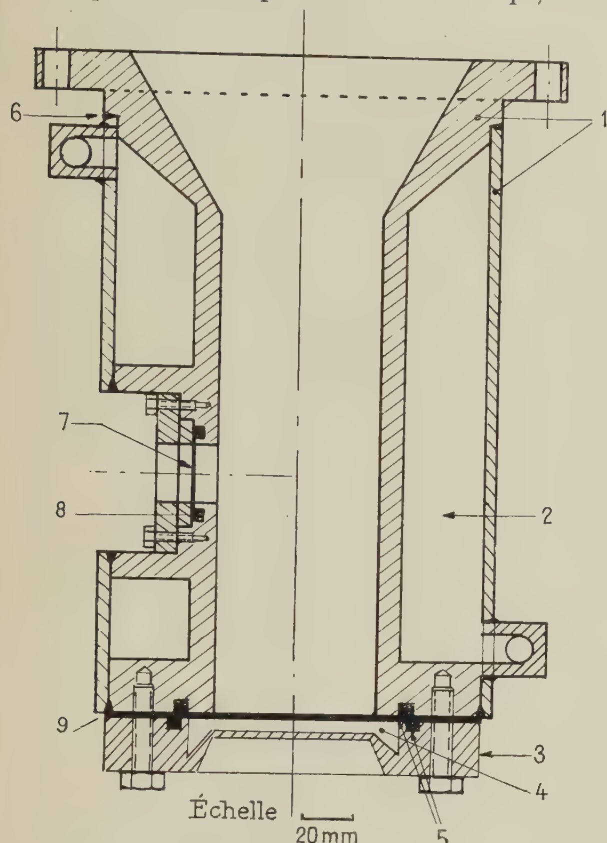


Fig. 6. — Coupe longitudinale de la pièce terminale du tube.
Anticathode transparente avec support.

1. Acier. — 2. Chambre de refroidissement par eau. — 3. Boîtier en dural. — 4. Refroidissement par eau. — 5. Joints. — 6. Soudure. — 7. Fenêtre Al, épaisseur 1/10 mm. — 8. Joint. — 9. Anticathode Au avec support en cuivre rouge de 2 mm d'épaisseur.

N. B. — La fenêtre latérale sert à la sortie du rayonnement lorsque la cible C est remplacée par une anticathode verticale dont la surface émissive se centre au point d'intersection de l'axe longitudinal de la pièce et de l'axe transversal de la fenêtre d'Al, 7.

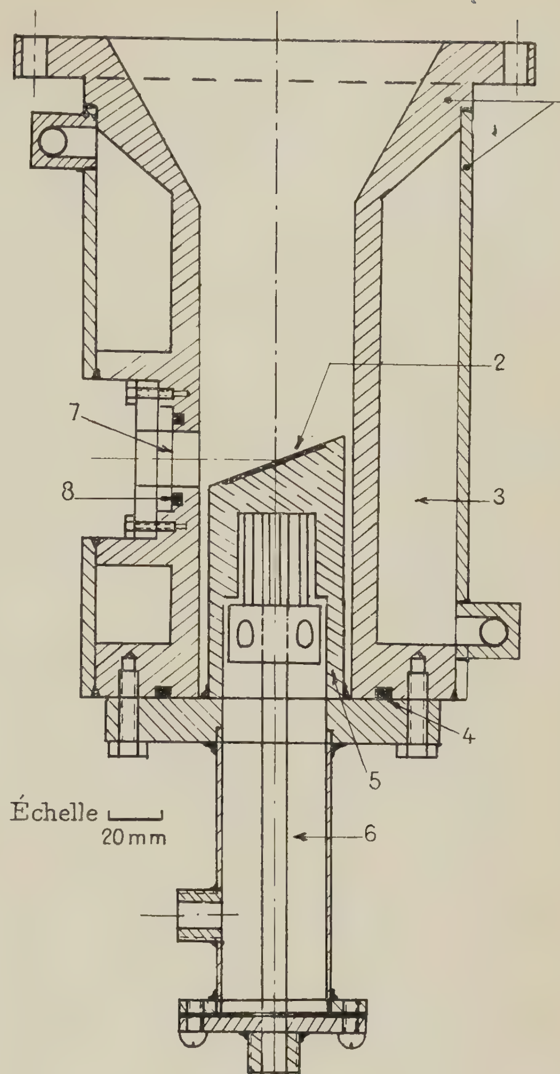


Fig. 7. — Coupe longitudinale de la pièce terminale du tube. Anticathode classique.

1. Acier. — 2. Pastille de tungstène. — 3. Chambre de refroidissement par eau. — 4. Joint. — 5. Anticathode (cuivre rouge). — 6. Système de refroidissement par eau (laiton) de l'anticathode. — 7. Fenêtre Al (épaisseur 1/10 de mm). — 8. Joint.

On verra plus loin qu'un blindage interne a été introduit dans la partie basse du tube. D'autres cibles conformes à divers modèles existent ou sont en cours de réalisation à des fins variées. Des pièces auxiliaires ont été prévues et étudiées pour modifier à volonté les caractéristiques du faisceau frappant la cible. Ce sont entre autres : une lentille auxiliaire quadripolaire, un dispositif de balayage à une direction, un dispositif de balayage à deux directions, des dispositifs de centrage automatique, des vannes d'isolement de la cathode et de la cible. Les exécutions en ont été différées, car la décision de

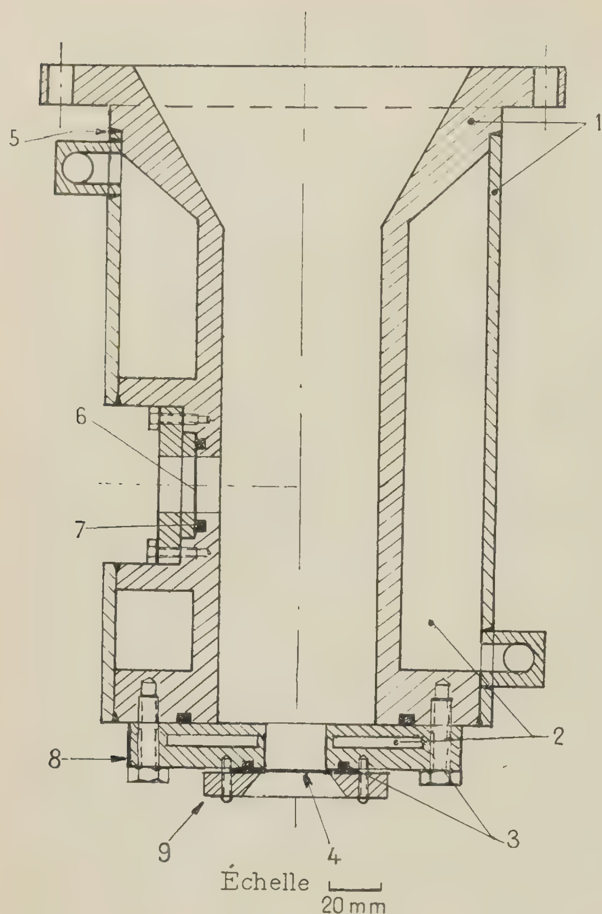


Fig. 8. — Coupe longitudinale de la pièce terminale du tube.

Anticathode sans support ou fenêtre Al transparente aux électrons.

1. Acier. — 2. Chambre de refroidissement par eau. — 3. Joints. — 4. Fenêtre Al. — 5 Soudure. — 6. Fenêtre Al, épaisseur 1/10 mm. — 7. Joint. — 8. Cuivre rouge. — 9. Bague de serrage laiton.

transfert du montage dans un nouveau local à Orsay, nous a amenés à envisager une autre mise en place du tube, excluant l'estrade support et qui entraînera diverses modifications sous la base de la boîte de raccordement. En attendant, le montage est utilisé sous sa forme actuelle pour des programmes d'irradiations en cours, mentionnés par ailleurs.

Élaboration du tube. — Toutes les pièces de porcelaine ont été contrôlées individuellement, avant le montage, pour leur étanchéité au vide et leur tenue de tension. Toutefois, l'ensemble de notre commande ayant fait l'objet de fournitures successives de pièces non identiques au prototype, l'élaboration totale en fut fortement retardée. En attendant la réception de jeux utilisables de ces isolateurs, nous avons étudié sur un montage auxiliaire les caractéristiques de la cathode et des premiers étages d'accélération. Nous nous sommes assurés des gammes respectives de tensions nécessaires pour les électrodes d'extraction, d'accélération ou de Wehnelt, des caractéristiques de la cathode, de la puissance à prévoir pour les alimentations isolées de la partie haute tension du tube, etc.... Un premier contrôle de la forme du faisceau avait pu alors être fait sous tension d'accélération réduite, grâce à son cheminement dans un espace d'observation en verre, convenablement protégé, où il pouvait être rendu visible à volonté par une atmosphère résiduelle raréfiée, tandis que les parois fluorescentes mettaient en évidence les régions d'impact et permettaient de suivre la focalisation.

L'élaboration définitive a été faite élément par élément, le vide étant à chaque fois contrôlé, le fonctionnement étudié par tranches successives du tube relié à des sections plus ou moins importantes du générateur de haute tension. Pour les élaborations réduites, la cathode était alimentée par accumulateurs. Les autres sources de courant et de tension provenaient de montages provisoires.

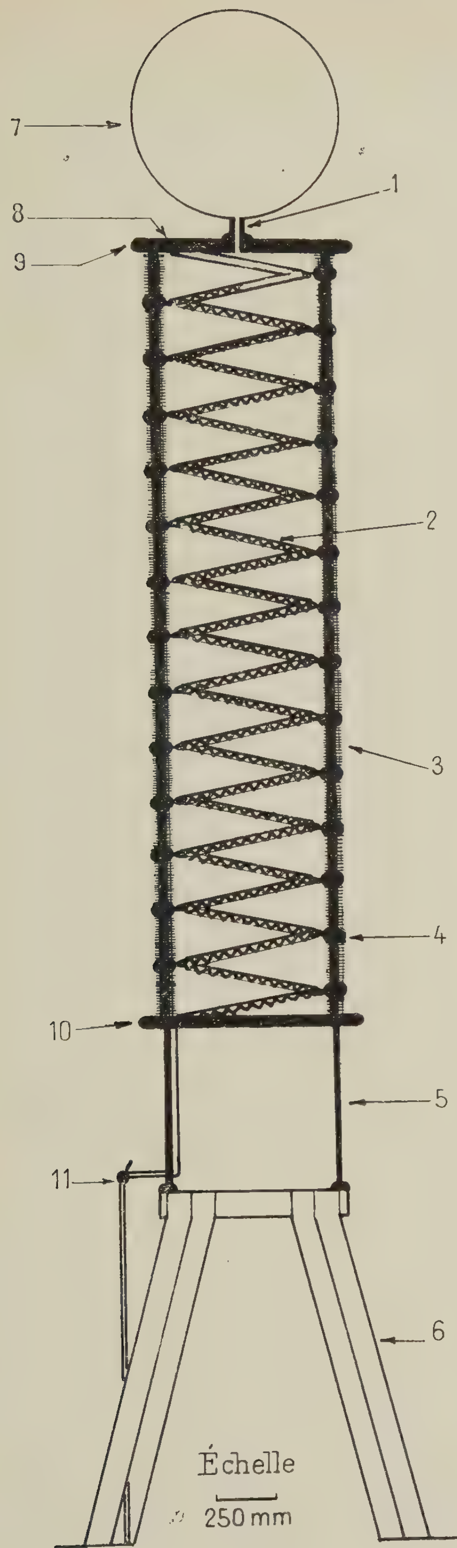
Après avoir examiné différentes solutions possibles, nous avons décidé d'assurer la distribution de tension le long du tube à l'aide d'un potentiomètre qui fut construit au laboratoire et disposé parallèlement au tube. Ses caractéristiques sont indiquées par les figures 9 et 10.

Chaque étage normal du potentiomètre comprend deux éléments ; la résistance de chacun d'eux est d'environ 82 MΩ ; elle est constituée de nombreuses résistances « miniatures » logées dans des tiges de bakélite creuses. Tous les éléments sont disposés en zigzag entre deux colonnes verticales constituées par des isolateurs de bakélite ondulée assemblés par des bagues d'acier et des couronnes de dural polies. L'ensemble est relativement léger, bien rigide et stable.

La tension amenée sur l'étage cathodique, est prélevée sur ce potentiomètre répartiteur à travers un potentiomètre réglable.

Des contacts sont assurés par connexions élastiques entre les étages successifs du répartiteur et les étages correspondants du tube (*fig.* 1, 9 et 10). Pour réaliser une meilleure stabilité des résistances potentiométriques, le répartiteur peut être refroidi par un courant d'air circulant dans les tubes de bakélite où sont logées les résistances. Le potentiomètre réglable est placé dans une cuve d'huile et peut être réglé à distance, depuis la salle de commande.

Si nous comptons les 15 électrodes à partir du haut (la seizième étant à la terre) et si nous appelons V la tension totale appliquée au tube, les tensions successives sont imposées par les caractéristiques du potentiomètre répartiteur et du potentio-



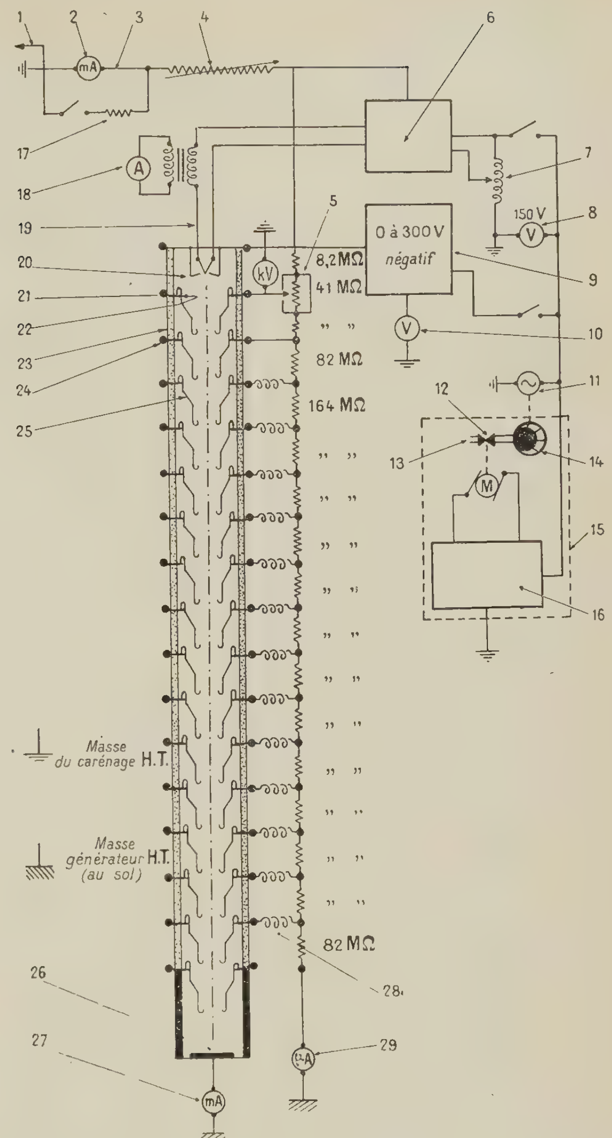


Fig. 10. — Schéma général de l'alimentation électrique. 1. Vers 1 MV — 2. Miliampèremètre. — 3. Débit H. T. de 0 à 10 mA. — 4. Sélecteur. Plages de régulation 100 Ω à 100 kΩ. — 5. Réglage tension d'extraction. — 6. Régulation courant tube. — 7. Réglage du chauffage filament. — 8. Tension ligne. — 9. Alimentation Wehnelt. — 10. Tension Wehnelt. — 11. Alternateur. — 12. Vanne. — 13. Air comprimé. — 14. Moteur air comprimé. — 15. Régulation tension ligne. — 16. Discriminateur de tension. — 17. Shunt 10 mA. — 18. Intensité chauffage. — 19. Filament. — 20. Wehnelt. — 21. Couronne de serrage. — 22. Plateau. — 23. Porcelaine. — 24. Joint. — 25. Électrode. — 26. Anticathode. — 27. Courant anticathode. — 28. Inductance de liaison ($\simeq 5\ \mu$H). — 29. Courant répartiteur.

Fig. 9. — Schéma du répartiteur de tension vu de face. 1. Tube de liaison — 2. Élément de résistance (composé de 100 résistances de 820 kΩ sous tube bakélite, refroidies par air comprimé). — 3. Élément bakélite massive et nervurée. — 4. Anneau en dural. — 5. Colonne dural. — 6. Bâti. — 7. Carénage H. T. — 8. Échappement air comprimé. — 9 et 10. Plateau dural. — 11. Arrivée air comprimé.

mètre réglable. Elles sont de 4 à 21.10^{-3} V à volonté pour la première électrode ; de $38{,}5.10^{-3}$ V pour la seconde ; de 77.10^{-3} V pour la troisième, puis successivement croissantes d'une valeur de 77.10^{-3} V d'un étage au suivant à compter de la troisième électrode.

Dispositifs nécessaires au centrage du faisceau électronique. — La longueur du trajet que doivent parcourir les électrons dans l'élaboration totale est de l'ordre de 4 mètres 50. Étant donné qu'une partie de ce trajet est parcourue à des vitesses relativement faibles, le champ magnétique terrestre dévierait le faisceau d'une manière appréciable par rapport à l'axe du tube si aucune précaution n'était prise pour y parer. L'effet est évidemment variable avec la tension d'accélération totale et d'autant plus important qu'elle est plus basse ; il serait concevable de réduire alors la hauteur du tube en retirant un certain nombre d'éléments ; mais nous voulions pouvoir disposer d'une large gamme de tensions continûment variables et exclure *a priori*, dans toute la mesure du possible, les manœuvres délicates et longues portant atteinte à l'intégrité du montage et qui risqueraient de nuire à l'étanchéité et au centrage.

Nous avons essayé de réaliser des électrodes en mu-métal assurant le blindage magnétique du faisceau, mais nous avons dû y renoncer devant les difficultés techniques et financières et les délais d'exécution.

Nous avons donc effectué une compensation partielle de la composante horizontale du champ magnétique local en plaçant sur les murs nord et sud de la salle haute tension, à environ 9 mètres l'une de l'autre, deux « bobines de Helmholtz » rectangulaires à alimentation variable. Il serait commode de disposer d'une compensation complémentaire est-ouest ; nous l'avons différée jusqu'à la localisation définitive du montage. Pour achever de centrer le faisceau d'une manière à peu près satisfaisante, nous employons provisoirement un petit élément correcteur en ferrite, accolé au tube. Les grandes bobines permettent d'écarter ou de centrer à volonté le faisceau pour toutes les tensions employées, c'est-à-dire en pratique entre 200 kV et 1 MV environ, actuellement.

Organes accessoires. Source d'énergie isolée. — Un répartiteur terminal, appelé familièrement « pipe », coiffe à la fois le haut du tube et les extrémités supérieures des deux colonnes isolantes qui l'encadrent. L'une de ces colonnes, la colonne nord, est reliée au générateur proprement dit par l'intermédiaire d'une résistance de protection horizontale et contient la résistance de mesure de la haute tension, refroidie par une circulation d'huile. L'autre, la colonne sud, contient les transmissions mécaniques des différentes commandes qui, à partir du pupitre situé dans une autre pièce en passant sous le sol, permettent de faire varier la tension de chauffage du filament, la tension de Wehnelt, la tension d'extraction, etc.... Un dispositif optique très étudié y est également placé afin que puissent être lus du pupitre les instruments de mesure fixés dans la pipe. L'ensemble périscopique réalisé assure la possibilité d'une lecture simultanée des appareils ; il a une longueur d'environ 12 mètres avec trois renvois à angles droits. Il amène sur le pupitre la lecture du courant de chauffage du filament, de la tension de Wehnelt, du débit électronique dans le tube et de la tension de l'électrode de focalisation.

Il est évidemment indispensable de disposer d'une source d'énergie isolée au niveau de la pipe, portée à la haute tension négative totale.

Après avoir examiné différentes solutions possibles, compte tenu de la résistance mécanique des supports du générateur et de leurs dispositions, nous avons adopté la solution, préconisée par l'un de nous, d'une petite génératrice à air comprimé. Elle est constituée par un moteur à air comprimé de 1,85 CV construit commercialement pour des meuleuses portatives, entraînant un alternateur à aimants permanents. Ce dispositif est lui aussi logé dans la pipe. Il consomme environ 12 m³ à l'heure d'air comprimé sous 5 kg de pression. L'air est prélevé sur le circuit de la ville par une canalisation spéciale de gros diamètre, il est acheminé jusqu'au moteur par une tuyauterie isolante proche de la colonne sud, et franchit une vanne spéciale à faible résistance pour la coupure de l'alimentation. On pourrait craindre que le bruit et les vibrations ne soient gênants lors du fonctionnement d'une telle génératrice à air ; grâce à un certain nombre de précautions, il n'en est rien et elle donne toute satisfaction. Toutefois, la tension fournie par l'alternateur varie fortement avec la puissance consommée ce qui a nécessité une régulation de tension par servomécanisme, en liaison avec le moteur de vanne.

La pipe renferme en outre le circuit de commande du chauffage du filament, un circuit de régulation du débit dans le tube par réaction sur la tension de ce chauffage, le potentiomètre variable en cuve à huile dont nous avons parlé, ainsi que la source de tension Wehnelt (variable entre 0 et 1 500 volts).

Contrôle des conditions de fonctionnement. — L'élaboration étant terminée, nous avons procédé aux essais habituels de pompage, tenue sous tension et sous débit et montée en débit, avec contrôle des caractéristiques du faisceau pour différentes distributions des tensions et différentes dispositions du filament dans la pièce cathodique.

Les observations expérimentales ont porté sur divers points ; entre autres : la mesure du débit total dans le tube, du débit en espace « de Faraday »

au niveau de la cible et du débit dans le répartiteur de tension.

La structure et les caractéristiques du tube sont telles que le débit total est toujours égal à la somme des deux autres, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de perte appréciable sur les électrodes ou parois. Le faisceau converge en totalité sur la cible.

De nombreux contrôles ont été effectués par interposition d'écrans minces en aluminium recouverts de produits fluorescents, circulaires ou annulaires, au niveau de la boîte de raccordement, écrans observés par des fenêtres verticales en plexiglas portées par cette boîte.

Enfin, l'anticathode « classique » étant ôtée, le tube était obturé par une cible terminale « transparente » ; on choisit un métal léger (Al ou Cu suivant la puissance à dissiper) et un débit faible, afin de minimiser l'émission X pendant les essais. Sa surface, rendue fluorescente, était observée à travers les faces transparentes de la boîte de raccordement, grâce à un jeu de miroirs inclinés. Le rayonnement X sert alors si l'on veut à l'examen supplémentaire de la tache focale, soit par radiographie de contact, soit à l'aide d'un dispositif de chambre noire si la tension d'excitation n'est pas trop élevée.

Tous ces contrôles effectués pour des conditions de fonctionnement variées et en suivant l'effet de correction de centrage pour les champs magnétiques auxiliaires, nous savions comment obtenir pour tout régime du tube, des distributions électroniques apparemment convenables sur la cible.

Nous avons alors procédé, d'une part, à une fine analyse *a posteriori* des conditions de fonctionnement du tube accélérateur, à l'aide d'une étude à la cuve rhéographique ; d'autre part et simultanément, à des études complémentaires par dosimétrie chimique, afin de déterminer l'énergie utilisable et la distribution du rayonnement dans différents plans d'expérimentation. La figure 11 montre une « carte de champ » obtenue à 600 kV, 1 mA à 92 mm d'une cible d'or ; les chiffres entourés indiquent les débits de doses en r/min à 10 % près.

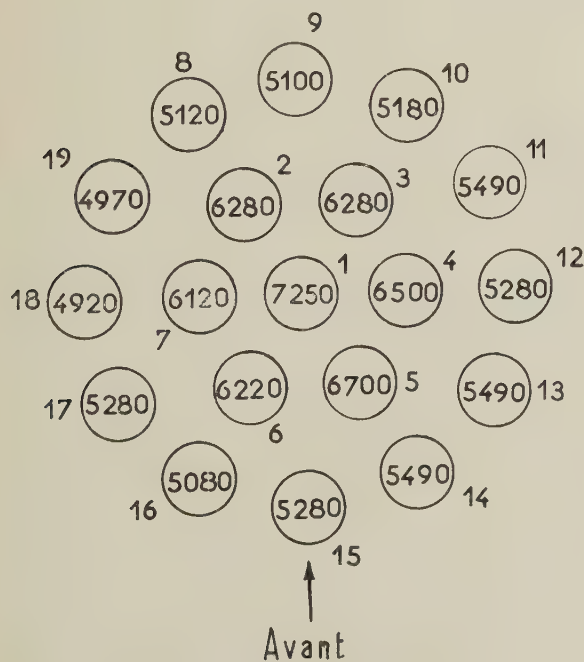


Fig. 11.

Étude du faisceau à l'aide d'une cuve rhéographique. — La construction d'une cuve rhéographique a rendu possible le relevé de cartes de potentiel à partir de modèles qui représentent les électrodes, pour différentes valeurs des tensions qui y sont appliquées. Une étude spéciale a été faite pour la région cathodique. La connaissance de la répartition du potentiel suivant la hauteur du tube (*fig.* 12),



Fig. 12.

a permis de calculer deux trajectoires électroniques (a et b *fig.* 13) et de là toutes les caractéristiques

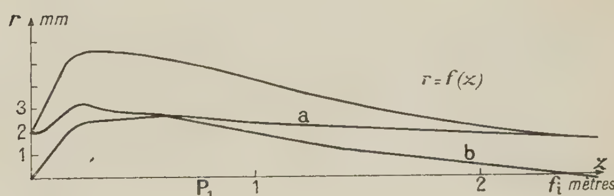


Fig. 13.

optiques du tube, avec une bonne approximation. Dans le régime habituel, le calcul indique que l'image du filament se formerait très au delà de la cible et que celle-ci se trouve généralement placée au niveau du foyer image ou « cross over ». Il y a

des avantages à travailler autour de ce régime. On prévoit alors que les dimensions du foyer sont variables avec les conditions de fonctionnement et les dimensions de la cathode émissive, dès que l'on n'est plus dans les conditions de Gauss, mais qu'il doit rester à peu près circulaire. Lorsque le cross over est placé sur la cible, la distribution de densité électronique idéalisée est gaussienne. Le plus souvent, le régime choisi est voisin de celui-ci. Compte tenu des aberrations et de la charge d'espace, un calcul numérique montre que, par exemple, pour une tension totale de 500 kV et un courant de 1 mA, le diamètre prévu pour le spot est d'environ 1 cm. La structure de la source d'électrons doit être peu visible.

Les observations expérimentales préalables se trouvent ainsi justifiées.

Exemples de modalités pratiques de fonctionnement. Doses de rayonnement utilisables. — Le montage offre des possibilités très variées d'emploi du faisceau électronique primaire. Nous n'indiquerons ici que trois d'entre elles, éprouvées en régime depuis plusieurs années. Dans tous les cas, la tension d'accélération est variable à volonté d'une manière continue, sans changement de la morphologie du montage, entre 100 à 200 kV et 1 MV au moins. Les anticathodes réalisées permettent de maintenir en régime des puissances de 2 kW au moins à toute tension, pour des taches focales quasi-circulaires dont le diamètre qui est de l'ordre du cm pour la focalisation optima peut être élargi à volonté. Le régime peut être porté à 3 kW pendant des durées qui ne sont limitées à environ 1/2 heure que par les échauffements des circuits de commande du générateur.

Le débit est variable à partir de zéro jusqu'à, par exemple, 5 mA à 400 kV ou 2 mA à 1 MV, et correctement stabilisé à 5 % près. La fidélité, la constance et la reproductibilité des conditions de travail apparaissent d'après les résultats de la dosimétrie effectuée [1].

1° Obtention du faisceau horizontal. — La cible en tungstène est portée par la pièce anticathodique classique (*fig.* 7). Nous réservons cette cible pour des tensions relativement basses ou des besoins exceptionnels, le rendement de la cible « transparente » étant beaucoup plus favorable aux hautes énergies. Une expérience type en élaboration réduite à 7 éléments accélérateurs a donné :

Tension accélératrice : 400 kV.

Débit dans le tube : 2 mA.

Débit de dose fournie par le faisceau à 2,5 cm de la fenêtre latérale, soit environ 10 cm du foyer : $\sim$ 2 000 r/min.

2° Obtention d'un faisceau X vertical utilisable sous anticathode transparente. — La cible est généralement constituée par une couche d'or d'épaisseur convenablement choisie, déposée sur une plaque de cuivre. Le rayonnement X hétérogène émis traverse l'épaisseur du cuivre, la nappe d'eau de refroidissement et la lame mince de dural qui la contient (*fig.* 6). L'affaiblissement qui en résulte, principalement pour les composantes molles, doit être globalement de l'ordre de 25 % pour une tension d'excitation de 1 MV. En se reportant à l'article suivant, on verra que la dose débitée à 7,5 cm au-dessous de la surface anticathodique varie par exemple de 1 000 à 30 000 r/min par mA pour une épaisseur d'or d'environ 120 μ, la tache focale ayant à peu près 1 cm de diamètre, lorsque la tension d'accélération passe de 0,300 à 1 MV. Un dosimètre à sulfate ferreux de quelques cm de diamètre montre que la dose varie peu lorsque l'on défocalise le spot de plusieurs fois son diamètre minimum. Les doses sont reproductibles à environ 10 % près. L'emploi effectif de l'accélérateur a permis de développer, entre autres, depuis deux ans, des études de radiopolymérisation sous forte densité X qui nous seraient inaccessibles sans sa réalisation.

Dans certains cas, il est avantageux d'employer des anticathodes « transparentes » constituées d'une simple feuille mince d'or, par exemple, sans support de cuivre ni boîtier d'eau de refroidissement. Dans les mêmes conditions d'excitation, donc pour une même dose de rayonnement parasite, la dose utilisable peut être accrue de 25 à 30 %, mais la puissance consommable est limitée.

3° Conditions de fonctionnement avec fenêtres transparentes aux électrons. — Pour l'utilisation du montage comme générateur de faisceaux d'électrons libres, on remplace l'anticathode transparente et son boîtier de refroidissement, par une pièce terminale en cuivre rouge refroidie à l'eau qui porte en son centre une fenêtre d'aluminium transparente aux électrons [2]. L'emploi d'un alliage d'aluminium à 7 % de magnésium, utilisé avec succès sur le tube de van de Graff de 2 MV de Harwell, s'est montré beaucoup moins satisfaisant que celui de l'aluminium pur, en particulier par suite d'une moins bonne conductibilité. Nous avons jusqu'à maintenant utilisé seulement des faisceaux statiques émergeant d'une fenêtre circulaire, sans grille support. Ses caractéristiques varient suivant les cas. Elle a par exemple 20 mm

[1] Pour tout ce qui concerne l'étude des cibles et des « performances » du montage par dosimétrie X, le lecteur voudra bien se reporter à [3].

[2] Depuis de très nombreuses années notre laboratoire a construit et utilisé pour des recherches variées, des tubes à électrons à fenêtres transparentes pour des tensions maxima de 250 kV et de grosses puissances.

de diamètre, étant en aluminium de 0,05 mm d'épaisseur. On se reportera à la figure 8.

Les tentatives de dosimétrie chimique précise du faisceau d'électrons émergeant dans l'air, même à des régimes extrêmement faibles, de l'ordre du microampère intérieur, ont jusqu'ici échoué, par suite d'un effet de « saturation » immédiate du dosimètre. On peut cependant estimer qu'à ce régime, les débits de dose sont supérieurs à 10^6 r/min. On sait que le parcours des électrons de 1 MeV dans l'eau est de l'ordre de 5 mm.

Dispositifs annexes de sécurité et blindages contre les rayonnements. — L'emploi de l'accélérateur nécessite des contrôles permanents des doses de rayonnements reçues par les expérimentateurs, ou qui se propagent dans le voisinage. Ils sont assurés à l'aide de chambres et de stylos dosimètres et de films de sécurité.

Il a été constaté que les régions supérieures du montage, de la salle haute tension et vraisemblablement de l'air atmosphérique jusqu'à quelques mètres au-dessus de l'électrode terminale, contribuent à la diffusion de rayonnements relativement importants qui peuvent retomber en pluie à grande distance. Ces rayonnements diffusés sont naturellement beaucoup moins pénétrants que le rayonnement primaire. Pour y remédier d'une manière simple et rapide, nous avons réduit l'ouverture du cône de rayons X émis vers le haut de l'anticathode à l'aide de blindages en acier logés dans la boîte de raccordement et au-dessous. La très bonne définition du faisceau fait que ces pièces ne recueillent pratiquement pas d'électrons ; le bon fonctionnement est maintenu malgré la réduction notable de la vitesse de pompage au niveau de la cible.

Les blindages extérieurs mis en place d'une manière permanente comprennent entre autres un château de plomb de 10 cm d'épaisseur entourant la cible et mobile, complété au niveau de la boîte de raccordement par des sacs de grenaille de plomb. Une paroi en U entoure toute l'élaboration jusqu'à environ 2 mètres de hauteur ; elle est faite de briques de plomb de 5 cm d'épaisseur. Nous veillons à ce que les doses relevées dans les locaux voisins n'atteignent, même de loin, en aucun cas la dose de sécurité. Mais la puissance utilisable, ainsi que le nombre d'heures de fonctionnement de l'accélérateur doivent être limités en raison des rayonnements encore transmis ou diffusés dans le voisinage. De plus, des restrictions beaucoup plus sévères nous sont fréquemment imposées pour ne pas perturber l'expérimentation qui se déroule dans certains laboratoires proches avec des détecteurs sensibles. Il ne nous est donc pas permis actuellement de faire donner au montage son possible rendement, ni en régime instantané, ni en régime prolongé.

Conclusions. — L'accélérateur réalisé et mis en service depuis deux ans répond déjà sous sa forme actuelle aux exigences que nous avions en vue. Il nous a permis de développer des recherches sur des radiopolymérisations à la température de l'azote liquide. Quoiqu'il ait été construit avec les moyens réduits d'un laboratoire de recherches physicochimiques et qu'il utilise des éléments anciens et démodés, il semble être encore au premier plan des montages existant actuellement en France, et offrir avec une grande souplesse des régimes de fonctionnement parfaitement stables donnant des doses de rayonnement supérieures à celles des accélérateurs étrangers commerciaux de 1 MeV.

Citons en effet le débit de dose X indiqué en catalogue par la High Voltage Eng. Corp. de 8 r/min à 1 m (probablement pour 250 μA sous 1 MV) ou celui rapporté pour l'accélérateur du Bureau of Standards à Washington [4] : moins de 30 r/min pour 1 mA à 1 MV, sur cible de tungstène à 1 mètre de la cible. Les débits que nous obtenons sont de l'ordre de 5 fois supérieurs.

Quant aux résultats indiqués pour les générateurs commerciaux de la Société française SAMES, ils se limitent actuellement à 0,5-0,6 MV.

L'élaboration, l'amélioration progressive et le maintien en bon état de marche de ce montage, aussi bien que l'analyse de ses performances, sont œuvre collective. Il n'était pas possible d'associer à cette publication générale tous ceux qui y ont pris part dans le cadre du laboratoire ; il n'est même pas possible de les nommer. Nous tenons à souligner le rôle partiulièrement important rempli par M. Dax, dessinateur, entre autre dans l'étude préalable des éléments du montage et dans l'exécution des dessins ; de plus, les cibles d'or ont été réalisées par les soins de M. Dax à l'aide du procédé Dalic, dans les locaux de cette Société, grâce à l'amabilité de son Directeur, M. Icxy. Un grand nombre de pièces mécaniques ont été réalisées dans les ateliers du laboratoire par MM. Richard, Garnier et Baudier : par exemple l'extrémité cathodique (à l'exclusion du canon), toute la partie anodique du tube, toutes les cibles et fenêtres, le potentiomètre répartiteur et les commandes à distance. Les bobines géantes et les parois du blindage plombées ont été réalisées dans notre atelier de menuiserie par M. Ravignot. La manutention, les travaux d'électricité et d'électronique, entre autres, ont généralement été exécutés (souvent dans des conditions pénibles) par différents techniciens du laboratoire, particulièrement par M. Seguin. Nous devons à M. Montel, Chef de Travaux au Laboratoire, une aide très efficace pour l'étude du dispositif optique de lecture à distance des instruments de mesure.

Nous les remercions tous de leur effort.

Les isolateurs de porcelaine ont été spécialement établis sur nos plans par l'Électro-Céramique, à l'usine de Bazet, sous l'impulsion de M. Ch. Luquet.

Les électrodes d'inox et les plateaux d'aluminium ont été exécutés par la Maison Tosani. Elles ont été polies par la Maison Frémont.

Les anneaux toriques ont été fournis par la Société « Forgeal ».

Les joints toriques sont du « Joint Français ».

La « Soudure Autogène française » nous a fréquemment apporté, grâce entre autres à M. Farcy, un très utile concours.

Nous devons à M. Bernier et à ses collaborateurs de la Société C. S. F. la réalisation de la cathode proprement dite, au sujet de laquelle nous avons reçu de M. Robinson, Directeur de la High Voltage Eng. Corp., des informations intéressantes.

La Société Brochot a réalisé pour nous d'excellents usinages, en particulier celui de la boîte de raccordement.

Le groupe de pompage est de la Société Balzers.

Les redresseurs au sélénium ont été fournis par la Société Haefely.

M. Morrison à Harwell, nous a donné des feuilles d'alliage aluminium-magnésium et fait part d'informations intéressantes qui nous seront utiles dans la suite de l'élaboration.

Nous remercions très sincèrement toutes les personnes en cause pour l'aide compréhensive et efficace qu'elles nous ont apportée avec désintéressement.

Nous devons à MM. les Directeurs Baïssas et Debiesse du Commissariat à l'Énergie Atomique, de disposer des moyens de protection sans lesquels il nous serait impossible de faire fonctionner ce montage. Nous les en remercions bien vivement.

La réalisation du montage présenté ici au premier stade de son achèvement n'aurait pas abouti sans l'appui constant et effectif donné par M. le Haut Commissaire Francis Perrin au projet dont il avait rendu possible l'élaboration. Sous son impulsion, l'un de nous a pu y prendre une part décisive. Nous tenons à lui dire notre profonde reconnaissance.

Manuscrit reçu le 31 juillet 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bruck (H.) et Prévot (F.), Rapport CEA n° 189, 1953.

[2] Bouwers (A.), Elektrische Höchstspannungen, J. Springer, 1939.

[3] Cauchois (Y.) Bernas (A.) Gazaï (A.), *J. Physique Rad.*, ci-dessous, p. 123 A.

[4] Miller (W.), Motz (J. W.) et Cialella (C.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1344.

REVUE DES LIVRES

Voge (J.), **Les tubes aux hyperfréquences.** (Triodes et tétrodes. Klystrons. Magnétrons. Tubes à ondes progressives.) Collection technique et scientifique du C. N. E. T., Eyrolles, éditeur, Paris (Prix 4 300 F.).

Très bon livre mis à jour en 1959 écrit pour les ingénieurs spécialistes des hyperfréquences (édition de 1951 complétée). Le lecteur trouvera dans cet ouvrage en dehors des tubes précédemment étudiés, depuis longtemps classiques, l'exposé du principe, de l'historique, de la théorie et des conditions d'emploi des tubes les plus récents à ondes progressive : carcinotron, platinotron, tubes amplificateurs à « sauts de potentiel », accélérateur linéaire.

Ce traité intéressera aussi les physiciens non spécialisés dans l'étude des hyperfréquences, car il leur permet de se renseigner sur le principe de fonctionnement de ces nouveaux tubes à noms un peu « barbares » puisqu'ils trouveront dans ce livre une théorie schématique (on pourrait presque dire une explication qualitative) du mécanisme de leur fonctionnement, suivie de la théorie mathématique élémentaire qui permet une étude plus poussée des conditions de ce fonctionnement.

A. Langevin.

Nadler (M.), **L'oscillographe cathodique.** Traduit de l'anglais par H. Aberdam, 1 vol., 14 × 22 cm, 288 pages, Dunod, éditeur, Paris, 1957, 2 200 F.

Excellent ouvrage de vulgarisation. Le sujet est traité très complètement avec le minimum de mathématiques.

Malgré son apparence très simple ce livre donne un exposé sérieux de l'historique du tube cathodique, de son fonctionnement de sa constitution interne, du mécanisme de la concentration du faisceau des systèmes de balayage du spot, des montages utilisés pour les bases de temps et de tous les accessoires nécessaires à l'utilisation d'un oscillographe cathodique.

A. Langevin.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 123 A.

DOSIMÉTRIE X RELATIVE A UN ACCÉLÉRATEUR D'ÉLECTRONS UTILISÉ SOUS 0,2 A 1 MV

Par Y. CAUCHOIS, A. BERNAS et A. GAZAÏ,
Laboratoire de Chimie physique, Faculté des Sciences de Paris.

Résumé. — L'article résume les mesures destinées à préciser les caractères des faisceaux X utilisables produits par l'accélérateur précédemment décrit [1], et rapporte une étude par dosimétrie X des épaisseurs optima des cibles d'or qu'il emploie.

Abstract. — The paper sums up measurements performed with a view to determine the characteristics of the effective X-ray beam delivered by the accelerator described [1] and reports on a study of the optimal thickness of the gold target, by means of X-ray dosimetry.

Nous allons résumer les études effectuées par dosimétrie X afin de déterminer les caractères optima de certaines cibles et plus généralement les possibilités du montage accélérateur d'électrons décrit dans un précédent article [1], comme source de rayonnement X.

Dans ces études, pour minimiser les rayonnements diffusés et par suite de difficultés dues à la localisation de l'appareillage, nous n'avons pas dépassé une puissance d'environ 1 kW sous 1 MV maximum. Cependant, des irradiations sont effectuées, parallèlement à cette expérimentation, à des puissances deux ou trois fois supérieures, pour des recherches de chimie sous rayonnement.

Dans cet exposé succint, nous ne conserverons pas toujours l'ordre chronologique. Nous allons décrire tout d'abord les expériences relatives aux cibles, puis les mesures destinées à caractériser le montage quoique ces dernières aient été progressivement répétées à mesure que le rendement était accru par l'amélioration des cibles.

Choix des cibles. Estimation des épaisseurs optima. — Lorsqu'il s'agit de produire du rayonnement en vue d'un emploi déterminé, il est bon de se placer dans des conditions telles que l'on bénéficie au mieux des caractères de l'émission. En particulier, on souhaite en général obtenir l'intensité maxima compatible avec le rendement limite du processus en jeu manifestement insurmontable. Il est nécessaire de connaître alors quelles seront les conditions d'excitation les plus avantageuses, quelle direction d'utilisation et quelles géométries seront les plus favorables. On peut dire que l'emploi d'un accélérateur pour un but choisi se fera dans les meilleures conditions, si l'on a déterminé pour lui un certain nombre de données qui permettent d'obtenir un rendement pratique maximum et des modalités de travail aussi favorables que possible.

Un problème important est celui de la source même de rayonnement : la cible.

Rappelons quelques faits connus : si l'on bombarde une cible (ou anticathode) par un faisceau d'électrons d'énergie individuelle eV, seule une petite partie de l'énergie totale transportée vers la cible par l'ensemble des électrons pendant un temps donné se retrouve dans tout l'espace, pendant le même temps, sous forme de rayonnement X.

La distribution spectrale du rayonnement continu « de freinage » ou « Bremsstrahlung » débute à une fréquence limite et s'étend vers les petites fréquences. Pour les cibles épaisses, elle atteint un maximum d'intensité à une fréquence de l'ordre de 0,6 à 0,4 ν_{max}.

La contribution du rayonnement caractéristique étant négligée, le rendement maximum de la transformation de l'énergie cinétique des électrons excitateurs en énergie de rayonnement peut, dans la cible épaisse, être estimé à l'aide des théories des pertes d'énergies des électrons et de l'émission du « Bremsstrahlung ». Les calculs n'ont pu être conduits que sous certaines approximations. On admet par exemple : que la perte d'énergie d'un électron par rayonnement le long de son parcours dans la cible est négligeable devant la perte par ionisation ; que la perte d'énergie par rayonnement, par unité de parcours, proportionnelle au carré du numéro atomique Z, reste à peu près indépendante de l'énergie de l'électron le long de son parcours (ce qui est acceptable en tout cas si l'énergie cinétique de l'électron est faible par rapport à son énergie de masse) ; que le terme logarithmique de l'expression de Bethe pour la perte d'énergie par ionisation peut être négligé. Sommerfeld a montré que dans le cas non relativiste, l'intensité totale rayonnée entre deux fréquences ν et $\nu + d\nu$ est alors de la forme :

$$dI \propto Z\,(\nu_{max} - \nu)\,d\nu$$

où $\nu_{max} = eV/h = E/h$ est la fréquence limite du spectre continu.

L'intensité totale de tout le spectre continu rayonné dans tout l'espace, rapportée à un électron, est alors :

$$I = kZE^2,$$

et le rendement du processus de rayonnement :

$$\frac{I}{E} = kZE.$$

Son expression reste la même pour un faisceau d'électrons transportant vers la cible un courant i, c'est-à-dire d'une puissance Vi.

Malgré les approximations faites, cette relation est à peu près acceptable dans le domaine d'énergie E où nous nous trouvons. Si l'on exprime E en MeV, les estimations théoriques s'accordent avec certaines déterminations pour donner à k une valeur de l'ordre de 10^{-3}, ce qui indique une limite supérieure de l'ordre de quelques % pour le rendement en rayonnement de toute fréquence émis dans tout l'espace à 1 MV par une cible lourde. L'ordre de grandeur de k reste assez bien vérifié par l'expérience dans de larges limites, ainsi que sa constance. D'une manière générale, il semble que les approximations des spéculations théoriques soient moins exclusives qu'on aurait pu le craindre pour leur validité dans le domaine qui nous intéresse.

Contrairement au rayonnement caractéristique et même pour les cibles conventionnellement « minces », où n'interviennent ni la diffusion des électrons ni l'absorption, le rayonnement continu est émis suivant une distribution spatiale fortement anisotrope [1]. Le volume représentatif de la distribution d'intensité est de révolution autour de la direction initiale de l'électron. Aux très petites valeurs de E, comme indiqué par la théorie classique, la direction d'émission totale maximum est normale à celle-ci. Aux vitesses relativistes croissantes, la direction de ce maximum fait un angle de plus en plus petit avec elle et tend rapidement vers zéro.

Des études expérimentales sur cibles épaisses de tungstène utilisées par transmission, mais fortement réabsorbantes, ont indiqué [2] un rapport d'environ trois entre les intensités mesurées à 0° et à 90° pour 1,4 MV. (Ce rapport était d'environ 200 avec une anticathode transparente mince [3], ce qui permet d'ailleurs de mettre en évidence l'importance de la diffusion des électrons dans les cibles épaisses).

Nous avons choisi d'employer ici des cibles dites « transparentes » [2]. Étant donné que [4] le maximum de l'intensité émise se situe déjà à des angles inférieurs à 30° de la direction du faisceau incident pour des potentiels de l'ordre de 150 kV, nous utilisons avantageusement le rayonnement émis qui est transmis à travers la pièce anticathodique à peu près dans la direction de l'axe du tube.

Pour des irradiations de liquides et surtout pour des irradiations à température contrôlée dans une enceinte calorimétrique ou au sein d'une enceinte refroidie à l'azote liquide par exemple, l'emploi d'un faisceau X vertical dirigé vers le bas permet de réduire au maximum l'absorption par les parois de l'enceinte et des vases d'irradiation. La cible « transparente » est donc doublement avantageuse.

Afin d'obtenir des intensités ou plus exactement des débits de dose de rayonnement, aussi élevés que possible, nous voulions réaliser des pièces anticathodiques dont le métal émissif ait un numéro atomique élevé, et présente une bonne conductibilité thermique pour une bonne tenue mécanique. L'épaisseur devait en être telle que l'émission soit maximum et la réabsorption minimum pour des conditions choisies d'excitation. Il est clair *a priori* que cette épaisseur doit être à peu près de l'ordre de grandeur du parcours pratique des électrons. (Les émissions secondaires dues à un excès d'épaisseur ne doivent pas compenser l'affaiblissement qu'il produit.) Les parcours pratiques à 1 MeV dans les métaux les plus denses étant au plus de l'ordre de quelques dizièmes de mm, il fallait utiliser des feuilles ou des dépôts métalliques peu épais. Ces nécessités nous ont amenés à choisir l'or comme métal émissif, toutefois des essais se poursuivent avec le tungstène et l'uranium. Le tableau 1 donne

TABLEAU 1

Énergie cinétique des électrons incidents en MeV	Parcours pratique p dans l'or, en microns
—	—
0,3	40,5
0,4	61,7
0,5	84
0,6	10.
0,7	134
0,8	160
0,9	187
1	214

les parcours pratiques des électrons dans l'or pour différentes énergies initiales des électrons, calculés à l'aide de la relation de Katz et Penfold pour l'aluminium, en admettant une variation inversement proportionnelle à la densité [5].

Nous avons fait une étude de cibles constituées par des feuilles d'or laminées, simplement refroidies à l'air comprimé, formant « anticathode fenêtre ». Quoiqu'elles offrent l'avantage d'un rendement d'environ 30 % supérieur à celles couramment employées, nous n'en parlerons à peu près pas ici, en particulier parce que la puissance qu'elles peuvent supporter est nettement plus faible. Nous allons donc résumer l'étude faite sur le modèle d'anticathodes transparentes décrit dans [1]. Ces

(1) Pour les théoriciens du rayonnement, une cible « mince » a une épaisseur telle qu'un électron n'y puisse subir qu'un seul choc. Elle n'a pas d'intérêt comme source pratique de rayonnement que l'on souhaite produire avec une grande intensité.

(2) Déjà vers 400 kV une anticathode classique nous donnait des débits de doses de rayonnement inférieurs à ceux fournis par une anticathode transparente [1].

anticathodes sont constituées par un dépôt d'or (³) sur une plaque de cuivre refroidie à l'aide d'une nappe d'eau courante retenue par une plaque en dural. Les épaisseurs actuellement adoptées sont : cuivre 0,2 cm, eau 0,5 cm, dural 0,15 cm. Le tableau 2 donne quelques informations sur l'affaiblissement des rayonnements monochromatiques de différentes fréquences dans ces milieux et le tableau 3 dans 1,7 mm de pyrex (épaisseur du couvercle des cuves d'irradiation). La fréquence est indiquée en énergie du photon correspondant et l'affaiblissement se rapporte à un faisceau parallèle normal aux couches absorbantes. Il serait très difficile de passer de là au calcul rigoureux de la diminution d'intensité du rayonnement polychromatique émis par la couche d'or qui se propage vers l'espace d'utilisation. D'une manière générale, l'approche purement théorique des problèmes relatifs à la réalisation des pièces anticathodiques les plus convenables est impraticable.

TABLEAU 2

Affaiblissement du rayonnement X dans différents milieux

Énergie des photons en MeV	Absorbant (épaisseur en cm)	Intensité relative résiduelle en %	Intensité relative résiduelle en %
0,069 (Au Kα)	Cu 0,2	14	11,5
	Eau 0,5	91	
	Dural 0,15	89,5	
0,1	Cu 0,2	44	38
	Eau 0,5	92,5	
	Dural 0,15	92,5	
0,2	Cu 0,2	76	67,5
	Eau 0,5	93,5	
	Dural 0,15	95	
0,3	Cu 0,2	82	74
	Eau 0,5	94	
	Dural 0,15	96	
0,4	Cu 0,2	84,5	77
	Eau 0,5	95	
	Dural 0,15	96	
0,5	Cu 0,2	86	80
	Eau 0,5	96	
	Dural 0,15	96,5	
0,6	Cu 0,2	87,5	81
	Eau 0,5	95,5	
	Dural 0,15	97	
0,8	Cu 0,2	89	83
	Eau 0,5	96	
	Dural 0,15	97	
1	Cu 0,2	90	85
	Eau 0,5	96,5	
	Dural 0,15	97,5	

TABLEAU 3

Affaiblissement du rayonnement X dans le pyrex
Épaisseur = 0,17 cm

Énergie des photons en MeV	Intensité relative résiduelle en %
0,069 (Au Kα)	92,5
0,1	94
0,2	95,5
0,3	96
0,4	96,5
0,5	97
0,8	97,5
1	97,5

En fait, la prévision théorique des distributions spectrales et spatiales des intensités émises par des cibles « minces » ne peut se faire qu'avec de nombreuses approximations et dans des domaines particuliers (non relativistes ou relativistes extrêmes) qui ne comprennent pas la région 0,1-1 MeV. Certains calculs seraient possibles à l'aide des valeurs des sections efficaces de chocs radiatifs déterminées expérimentalement [3]. Leur extension à des cibles « épaisses » serait hasardeuse.

L'évaluation des doses de rayonnement susceptibles d'être produites par un appareillage déterminé équipé d'une cible épaisse, et celle du débit de ces doses pendant l'unité de temps (le nombre

(³) Les épaisseurs des dépôts d'or ont été estimées par pesée, contrôlées chimiquement dans un cas et déterminées dans tous les cas par une méthode d'absorption de rayonnement γ : le rayonnement de 96 keV de ^{97}Tc, d'énergie supérieure à l'absorption K de l'or ; cette dernière technique permet de suivre les variations d'épaisseur du dépôt sur la surface anticathodique.

de rœntgens/minute par exemple), relèvent actuellement de l'expérience. Le calcul *a priori* de l'épaisseur d'or optima qui, pour chaque tension d'excitation donnerait à la dose de rayonnement la valeur la plus élevée dans le volume à irradier, pendant l'unité de temps, nous ayant paru pratiquement impossible, nous nous sommes donc attachés à sa détermination expérimentale. Nous avons effectué une étude systématique des doses instantanées débitées par l'accélérateur du laboratoire en diverses régions de l'espace d'irradiation situé sous la cible, pour différentes épaisseurs des couches d'or émissives, dans des conditions d'excitation variées.

En vue de l'emploi de l'accélérateur pour des recherches de chimie sous rayonnement et parce que nous ne pouvions pas disposer en permanence de chambres d'ionisation étalonnées pour de fortes doses, nous avons eu recours à une dosimétrie chimique.

La « dosimétrie chimique » a été contrôlée dans quelques cas par une « dosimétrie physique », comme il sera indiqué ci-dessous.

Nous avons employé des solutions aqueuses sulfuriques de sulfate ferreux non dégazées (solutions « aérées »). Pourvu que l'on dispose d'un spectrophotomètre et prenne des précautions indispensables, la méthode est relativement fidèle, rapide et simple. Dans le cas du rayonnement X excité sous un MV au maximum, et dont les fractions les plus molles sont éliminées par filtration à travers la structure même de la pièce anticathodique, il apparaît que sa réponse peut nous donner avec une précision suffisante l'énergie dissipée dans le volume de solution irradié.

De plus, pourvu que la contribution des composantes molles du rayonnement à l'énergie absorbée soit faible, les mesures donnent approximativement aussi les variations relatives des intensités incidentes sur le dosimètre avec les conditions expérimentales.

En effet, l'énergie absorbée qui peut être « active » dans la solution est, pour chaque fréquence incidente ν :

$$E_\nu = \mu_{en} I_{0\nu} t \frac{1 - e^{-\tau x}}{\tau},$$

si x est l'épaisseur de la solution.

Ici, t est le temps d'irradiation en secondes, pendant lequel l'intensité $I_{0\nu}$ est supposée constante.

τ est le coefficient total d'affaiblissement et μ_{en} le coefficient d'absorption énergétique, pour la fréquence ν.

Or, μ_{en} dans l'eau varie peu avec ν et τx reste faible devant l'unité pour la gamme d'énergie $h\nu$ entre 100 keV et 1 MeV, si x reste assez petit. De sorte que pour toutes les valeurs de ν en jeu et par suite pour tout le spectre actif, on peut considérer approximativement que l'intensité incidente I_0 correspondant à toutes les fréquences ν est proportionnelle à l'énergie absorbée totale E, si l'on maintient constant le temps auquel se rapportent les mesures.

Techniques des mesures. — Nous nous sommes placés dans les conditions suivantes : la solution irradiée est une « solution aérée » de sulfate ferreux (sel de Mohr Merk) 10^{-3} M, dans de l'eau tridistillée puis additionnée d'acide sulfurique (Merk) jusqu'à 0,1 N. Les ions ferriques formés ont été dosés par spectrophotométrie, au maximum de leur bande d'absorption vers 304 mμ. L'énergie E absorbée dans la solution après un temps déterminé d'irradiation se calcule alors à partir de la densité optique mesurée d, du coefficient d'extinction molaire ε et du rendement d'oxydation du sulfate ferreux représenté par le nombre G d'ions Fe^{+++} formés pour une énergie absorbée de 100 eV. On a pour E, en eV par cm³ de solution :

$$E = \frac{d}{\varepsilon} \frac{N \times 100}{G \times 1\,000}.$$

N est le nombre d'Avogadro,

d est ici rapportée à 1 cm d'épaisseur de solution,

ε étant exprimé en $moles^{-1}.l.cm^{-1}$.

Nous avons pris pour ε la valeur 2.150 $moles^{-1}.l.cm^{-1}$ déterminée préalablement dans nos conditions de travail. Nous avons adopté pour G la valeur généralement admise pour le rayonnement γ de ^{60}Co, soit $G = 15,5$; elle est acceptée aussi pour le rayonnement X produit sous des tensions comprises entre 0,2 et 1 MV dont les fractions molles sont filtrées.

Nous avons toujours employé des durées d'irradiation t telles que la concentration en oxygène disponible soit suffisante pour assurer l'indépendance à t des énergies E mesurées. Dans ces conditions, et pourvu que l'énergie soit apportée à débit constant, E/t représente le débit de dose. Il peut être utile de l'exprimer en rœntgens par minute, en particulier pour le comparer directement aux chiffres fournis par la dosimétrie physique, ainsi qu'aux valeurs de flux de rayonnement publiées pour d'autres montages. Ce changement d'unité présente cependant l'inconvénient d'introduire un facteur de conversion C qui dépend de la qualité du rayonnement [4] et de la valeur adoptée pour W, l'énergie nécessaire à la formation d'une paire d'ions. Nous avons pris la valeur $C = 58,1.10^{12}$ pour ce facteur de conversion [5].

[4] En effet, le passage de l'énergie absorbée dans 0,001293 g d'air qui définit le roentgen, à l'énergie absorbée dans 1 cm³ de solution, fait intervenir, outre la densité de la solution, le rapport des coefficients massiques d'absorption énergétique dans l'air et dans la solution.

[5] Cette valeur est correcte pour un rayonnement monochromatique de 1 MeV si l'on se réfère à 1 g d'eau pure à 20 °C (masse spécifique de l'eau 0,998) et avec $W = 32,5$ eV, étant alors admis que l'absorption énergétique n'est due qu'à l'effet Compton (le rapport des coefficients énergétiques d'absorption massique de l'air et de l'eau est alors égal au rapport des densités électroniques, soit = 1,11). C augmente si l'on augmente la valeur admise pour W et diminue lorsque le rayonnement comporte des composantes moins énergiques agissant aussi par effet photoélectrique. La valeur adoptée pour C présente un arbitraire et introduit une erreur variable avec la tension, mais il nous était difficile de l'éviter.

On a alors :

$$D \text{ (r/min)} = \frac{E}{t} \frac{10^{-12}}{58,1}$$

ou

$$D \text{ (r/min)} = 3,11 . 10^4 \; d/t.$$

Le choix des valeurs discutées et les erreurs de mesure (l'erreur sur d provient en particulier du fait que le spectrophotomètre n'était pas thermostaté) entraînent vraisemblablement une erreur sur D de l'ordre de 10 %, ce que confirme la comparaison avec les résultats de la dosimétrie physique.

Pour la détermination des « cartes de champ » (cf. ci-dessous), nous avons employé des faisceaux de petits tubes en pyrex de 13 mm de diamètre, disposés en couronnes concentriques sur un support en plexiglas. Le volume du liquide irradié dans chaque tube a été fixé à 3 cm³, donc la hauteur du liquide à 23 mm, sauf dans les expériences relatives à la variation de la dose avec la hauteur du liquide (cf. plus loin).

Pour toutes les autres expériences, nous avons opéré avec des boîtes de Pétri en pyrex de 37 mm de diamètre intérieur, coiffées de couvercles en pyrex de 1,7 mm d'épaisseur. Le volume irradié était de 5 cm³, ce qui correspond à une hauteur de liquide de 17 mm.

Les distances indiquées dans le texte pour les différentes cuves sont toujours comptées du fond intérieur de la cuve, à la surface de l'anticathode.

Il n'a pas été tenu compte de l'effet des parois de pyrex qui cependant intervient différemment dans le cas des tubes étroits et des cuves larges ; mais il ne doit pas affecter notablement les observations relatives effectuées à l'aide d'une même géométrie.

La détermination d'une dose de rayonnement par la technique indiquée fournit une valeur moyenne qui dépend de la hauteur et de la surface de liquide irradiée, toutes choses égales d'ailleurs.

Si l'on fixe rigoureusement la position d'un modèle déterminé de dosimètre et les conditions de production du rayonnement, la valeur de la dose est fonction de la hauteur du liquide.

La loi de variation de la dose moyenne $\bar{E}$ indiquée par la dosimétrie est à peu près donnée par :

$\bar{E} = \frac{E}{x}$ où x est l'épaisseur du liquide et où E représente l'énergie totale absorbée.

Si l'on peut définir des coefficients d'affaiblissement et d'absorption énergétique indépendants des épaisseurs utilisées et en négligeant des effets secondaires :

$$\bar{E} = \mu_{\text{en}} \, I_0 \, t \frac{1 - e^{-\tau x}}{\tau x}.$$

Pour des temps d'irradiation et des intensités I_0 constants, l'énergie $\bar{E}_1$ absorbée par unité de temps dans le volume de solution irradié est proportionnelle à

$$\frac{1 - e^{-\tau x}}{\tau x} ;$$

la valeur apparente de l'énergie absorbée par cm³ dépend donc de τ et de la hauteur du liquide d'une manière compliquée. Pour du rayonnement homogène, elle décroît quand x croît.

Toutefois, nous nous sommes placés dans des conditions telles que les variations de $\bar{E}_1$ dues à cet effet restent faibles. Nous l'avons vérifié expérimentalement.

Au contraire, la distribution superficielle d'intensité au niveau des dosimètres étant fortement inhomogène, la surface de la cuve dosimétrique influe fortement sur $\bar{E}_1$. Mais on a pu constater que la moyenne des valeurs de $\bar{E}_1$ correspondant à un jeu de petits tubes couvrant la surface d'une cuve large est à peu près égale à la valeur de $\bar{E}_1$ fournie par cette cuve large.

Pourvu que les caractéristiques de l'optique du faisceau d'électrons excitateurs ne se modifient pas. les mesures relatives effectuées à l'aide d'un même dosimètre, en position fixe, à hauteur de solution constante, permettent de déterminer les conditions optima de débit de dose, en fonction de l'épaisseur de la cible par exemple.

Une série d'expériences a été faite à l'aide de diverses cibles qui ne différaient que par l'épaisseur du dépôt d'or émissif, pour différents débits main-

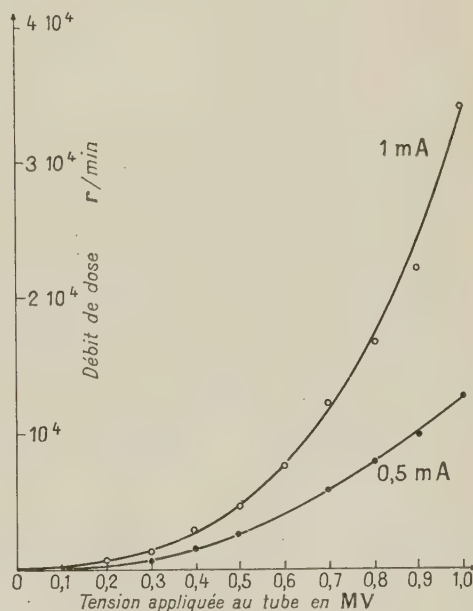


FIG. 1.

tenus constants, à tensions variables. La figure 1 reproduit deux courbes obtenues à 0,5 et 1 mA avec un dépôt de 79 μ pour des tensions croissantes entre 0,2 et 1 MV. La distance du dosimètre large à la cible était de 7,5 cm. Les résultats obtenus pour plusieurs débits à différentes reprises sont cohérents. De ces résultats ont été déduites des

courbes de variation de dose par unité de temps en fonction de l'épaisseur d'or pour un débit choisi et différentes tensions. La figure 2 donne un réseau de telles courbes pour 0,5 mA et des tensions échelonnées entre 0,3 et 1 MV.

Nous y avons porté les parcours pratiques p

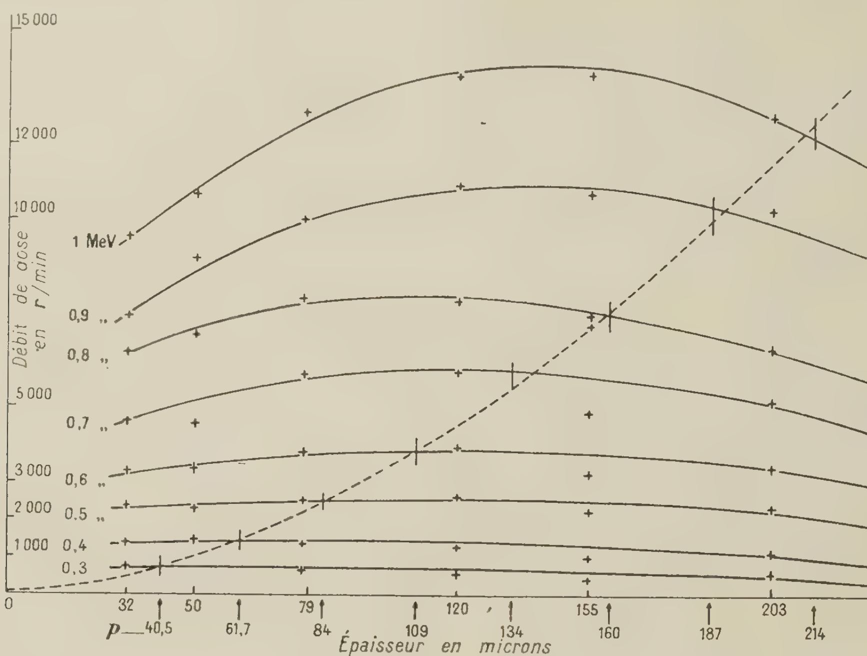


Fig. 2.

d'après Katz et Penfold [5] pour les électrons d'énergie initiale correspondante. Il apparaît qu'une épaisseur optima se manifeste nettement au-dessus de 0,6 MV ; sa valeur est à peu près égale à p pour 0,6 MV et lui devient nettement inférieure au-dessus. Cependant, l'allure assez aplatie des courbes montre que l'on peut employer une même anticathode pour une gamme de tensions assez étalée sans que la dose soit trop inférieure à son maximum possible. Ainsi, une épaisseur d'or de 120 μ donne satisfaction pour des tensions entre 0,5 et 1 MV. Mais l'emploi d'une couche de 80 μ, plus favorable aux basses tensions, est encore acceptable dans tout le domaine de travail.

Observations relatives aux caractères du faisceau. — La géométrie du faisceau pourrait peut-être se trouver légèrement modifiée par une variation du débit dans le tube. Nous avons cependant obtenu des variations de doses à tension fixe sensiblement proportionnelles au courant i dans le tube (fig. 3).

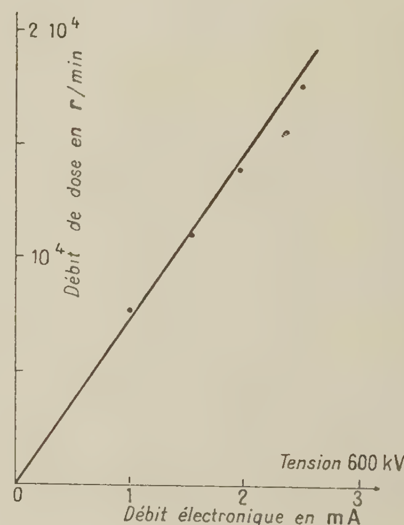


Fig. 3.

De plus, nous avons constaté que le fait d'agir sur la tension de focalisation du faisceau, c'est-à-dire de modifier volontairement la densité électronique dans la tache focale, n'influe pas notablement sur les doses mesurées dans le dosimètre normal de grand diamètre, pourvu que l'on reste dans certaines limites. La figure 4 correspond à des mesures effectuées à 82 mm d'une cible dont la couche d'or avait 120 μ d'épaisseur, sous 0,4, 0,6 et 0,8 MV et 1 mA ; la tension de focalisation a varié de 140 à 240 unités arbitraires. Cependant la distri-

bution spatiale observée dans un plan normal à l'axe à l'aide des faisceaux de petits tubes dosimétriques varie avec la focalisation comme le

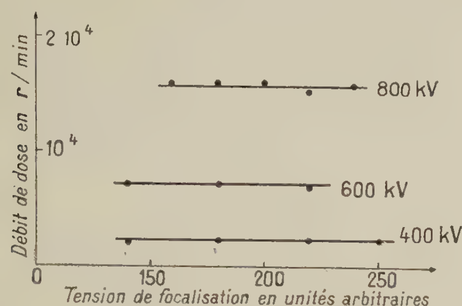


Fig. 4.

montrent à titre d'exemple, les deux relevés de « cartes de champ » effectués pour deux tensions de focalisation (140-240 unités arbitraires) à 0,6 MV et 1 mA avec la même anticathode (*fig.* 5). Les

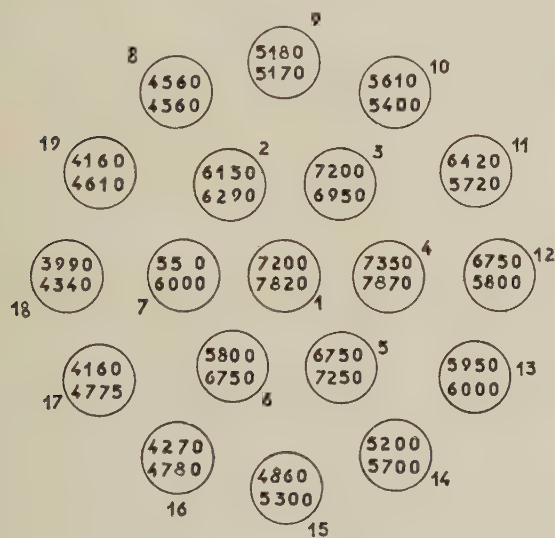


Fig. 5.

chiffres supérieurs correspondent à une moins bonne focalisation.

Nous avons aussi relevé les débits de dose, pour certaines conditions d'expériences, dans un plan vertical contenant l'axe du tube. On peut ainsi tracer des « isodoses » telles que celles reproduites figure 6.

Les conditions expérimentales ne sont pas les mêmes que ci-dessus et ne correspondent pas à une épaisseur d'or optima pour la tension d'accélération. Ces conditions sont 0,6 MV, 2 mA, tension de focalisation 110 unités arbitraires, la cible comportait une couche d'or de 45 μ. Les chiffres encadrés sont relatifs à une cible à émetteur de tungstène de 0,4 mm d'épaisseur. Ces graphiques sont présentés pour donner une idée de la distribution relative du débit de dose lorsqu'on s'éloigne de l'axe, à différentes hauteurs. Ils n'ont pas encore

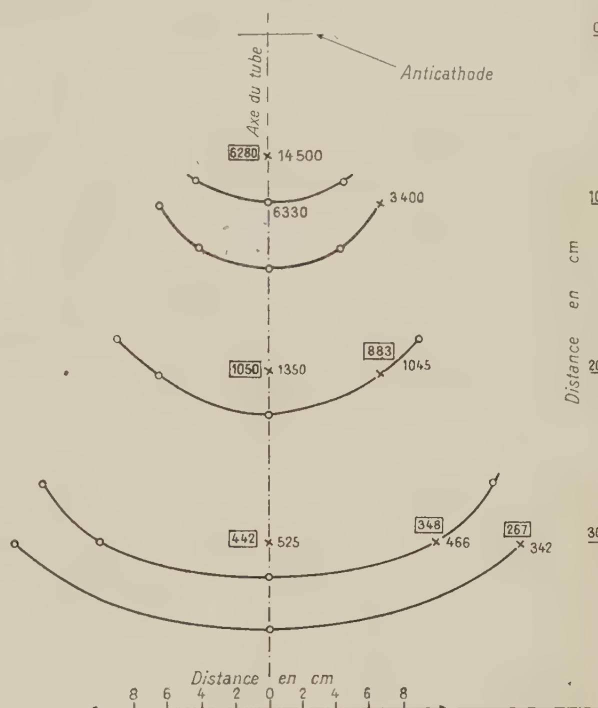


Fig. 6.

été redéterminés pour les conditions standards de fonctionnement actuelles.

Dosimétrie physique. — Nous avons effectué des contrôles des déterminations de débits de dose à l'aide de 2 chambres Victoreen. L'une, utilisable jusqu'à 100 r, n'a pu servir qu'à des mesures à très faibles débits électroniques et à grandes distances de la cible. L'autre, utilisable jusqu'à 2 500 r, nous a principalement servi pour l'étude d'anticathodes transparentes non refroidies, sans support. A partir d'une loi de variation du débit de dose admettant sa proportionnalité au débit électronique (ce qui est bien vérifié) et au carré de la distance (ce qui est moins exact), nous avons constaté que toutes corrections faites les déterminations « chimiques » se trouvent confirmées à quelques % près.

Conclusion. — En conclusion, nous pensons que cette première étude dosimétrique complète notre précédent exposé sur les caractéristiques de l'accélérateur d'électrons de notre laboratoire, utilisé comme source de rayonnement X et qu'elle présente en outre un intérêt plus général. Il semble en effet que le problème de l'épaisseur optima des cibles n'ait pas été explicitement envisagé à l'occa-

sion d'autres élaborations. En général, les anticathodes étaient utilisées soit par réflexion, soit par « transmission » mais alors avec des épaisseurs de métal émissif beaucoup plus grandes, de l'ordre de plusieurs mm au lieu d'environ 0,1 mm pour 1 MV, par exemple. Ce fait explique que le rendement de notre montage en énergie de rayonnement X utilisable soit apparemment bien supérieur, ce qui est avantageux par rapport à l'énergie dépensée dans le tube et par rapport au rayonnement parasite, entre autres le rayonnement diffusé dans le voisinage. Par contre, les informations habituelles relatives aux protections contre le rayonnement direct, indiquées en fonction du voltage et du débit électronique dans le tube, devraient être reconsidérées pour tenir compte du fait que l'émission effective de nos cibles est plus considérable que celle des montages qui ont servi à les déterminer.

Nous exprimons nos très vifs remerciements à tous nos camarades de laboratoire qui ont collaboré à cette étude sous l'un ou l'autre de ses aspects divers, tout spécialement à M. Dax pour la réalisation des dépôts d'or anticathodiques, à M. Despujols, Assistant, pour la mesure de leurs épaisseurs, à M. Bensasson et Mlle Bodard pour leur aide efficace dans les mesures dosimétriques, à Mlle Y. Héno pour une aide constante dans la considération des problèmes théoriques sous-jacents.

Nous remercions aussi la Société Dalic en la personne de son Directeur M. Icxi, pour les facilités qui nous ont été offertes de réaliser les dépôts d'or, par ses procédés, dans leurs laboratoires.

Nous remercions vivement M. le Pr Magnan et M. Ligonière, du Laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry, de l'aide qu'ils nous ont apportée pour les mesures physiques des doses.

Manuscrit reçu le 31 juillet 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cauchois (Y.), Bruck (H.) et coll., *J. Physique Rad.* (Phys. appl.), 1959, **20**, 110 A.

[2] Miller (W.), Motz (J. W.) et Cialella (C.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1344.

[3] Motz (J. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1560.

[4] Determann (H.), *Ann. Physik*, 1937, **30**, 481.

[5] Katz (L.) et Penfold (A. S.), *Rev. Mod. Phys.*, 1952, **24**, 28.

REVUE DES LIVRES

Naslin (P.), **Les automatismes à séquences.** (1 vol., 16 × 25 cm, 240 pages, Dunod, Paris, 1958, 2 700 F.).

Parmi les robots que l'homme a construits on peut distinguer deux grandes familles : les systèmes asservis et les automatismes à séquences. Les premiers sont généralement chargés de remplir une mission simple et bien définie en présence d'éléments perturbateurs. Ils sont capables d'apprécier l'effet de leur action et de la comparer au but fixé. Au moyen d'une chaîne de réaction ils peuvent ainsi doser leur effort suivant la façon dont ils s'écartent du but.

Au contraire les automatismes à séquences ne se préoccupent pas en principe des perturbations qui peuvent gêner leur action. On suppose qu'elles sont sans effet. Par contre on peut leur confier des tâches multiples et compliquées nécessitant un effort logique.

Au cours du développement de l'automatisme dans le monde moderne les systèmes asservis et les automatismes à séquences jouent un rôle d'une égale importance.

Pourtant, alors que les uns font l'objet d'une littérature abondante, peu d'ouvrages à ce jour étudient rationnellement les autres.

On voit donc l'intérêt du livre de l'ingénieur en chef Naslin pour l'ingénieur qui aborde ces problèmes. Le sujet est traité de façon générale avec de nombreux exemples d'applications ; l'utilisation des méthodes exposées permettra heureusement dans certains problèmes de remplacer le flair et l'intuition par le raisonnement logique.

Cet ouvrage comble aussi un vide de la littérature scientifique française, si l'on excepte l'ouvrage de MM. Higonnet et Gréa : *Étude logique des circuits électriques et des systèmes linéaires*. Les ingénieurs engagés dans la construction de machines à calculer numériques ou de centraux téléphoniques pourront savoir gré à l'auteur d'avoir rendu assimilable en peu de temps ce qu'ils n'ont acquis qu'au bout de longues années.

M. Pauthier.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 131 A.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU PHÉNOMÈNE DE VIEILLISSEMENT DES COMPTEURS GEIGER-MULLER AUTOCOUPANTS

Par F. E. M. LOX * et G. P. VAN DER KELEN **
Laboratorium voor Algemene Chemie, Faculteit der Wetenschappen, Gand (Belgique).

Résumé. — La valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$, le changement de la hauteur des impulsions en fonction de la haute tension appliquée, a été déterminée comme critère sans équivoque pour l'appréciation du comportement d'un compteur de Geiger autocoupant. L'influence de l'état des trois facteurs essentiels, la phase gazeuse, l'anode et la cathode sur le fonctionnement d'un tube a été étudiée. On a pu démontrer que la mise hors d'usage d'un compteur est due aux facteurs suivants : changements dans la phase gazeuse qui influencent principalement les caractéristiques du plateau et le changement dans l'état de l'anode qui influence surtout la valeur de $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$, c'est-à-dire le procès de multiplication.

Abstract. — As an unambigous criterion for determining the deterioration of a G. M. couter tube, the value $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$, the change in pulse-hight as a function of the applied high-voltage, has been defined. A study was made of the relative importance of the three main constituents of a G. M. counter on its characteristics. A systematic study was made of the influence of anode, cathode and of the gas-phase composition. It is shown that the bad functioning of an aged counter can be ascribed to two different factors : changes of the gas phase, that influence mainly the plateau characteristics and changes on the anode surface that cause a gradual decrease of the value $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$. This is taken as evidence that the changes of the anode surface influence the multiplication process.

I. Introduction. — Durant les dernières années plusieurs recherches ont été effectuées sur le phénomène de vieillissement des compteurs Geiger autocoupants et sur les causes de ce phénomène. En général ces recherches se basent sur la théorie de Present et Korff [1]. D'après celle-ci, il est admis que lorsqu'un rayonnement ionisant traverse un mélange de gaz rare et de vapeur organique polyatomique, il se produit, lors de la décharge dans la région Geiger, une avalanche de photons. Il est fort probable que ceux-ci sont des photons de résonance de gaz rare (normalement de l'argon) qui sont absorbés par la vapeur organique [2], ce qui constitue le premier rôle de celle-là. La seconde fonction des molécules polyatomiques consiste à empêcher l'émission d'électrons secondaires, au moment de la neutralisation des ions positifs à la cathode [3]. La décharge se propage par photoionisation [4] dans un espace étroit de forme cylindrique autour du fil anodique [5]. Les électrons sont accélérés dans cette région de telle manière qu'ils reçoivent une énergie de l'ordre de grandeur de 80 eV [6]. Ces électrons possèdent assez d'énergie pour provoquer à l'impact avec les molécules polyatomiques, l'ionisation et la fragmentation de celles-ci. Toujours selon la théorie de Present et Korff les compteurs Geiger-Müller seraient hors d'usage au moment de la disparition d'une fraction importante des molécules polyatomiques. Il est admis que lors d'une décharge environ 10^{10} molécules sont anéanties ; vu qu'il y a environ 10^{20} molécules polyatomiques présentes, la capacité de comptage maximale d'un compteur serait de l'ordre de 10^{10} coups. Ceci implique également que des compteurs contenant un même nombre de molécules polyatomiques possèderaient la même longue-vie.

Farmer et Brown [7] ont démontré à l'aide du méthane comme vapeur organique que cette hypothèse n'était pas entièrement valable et attribuèrent le vieillissement d'un compteur au dépôt de produits polymères sur l'anode.

Friedland [8] a étudié à l'aide d'un spectromètre de masse la variation de l'intensité des pics du spectre de l'acétate éthylique utilisée comme vapeur polyatomique dans un compteur, en fonction du nombre de coups. Il constata une diminution linéaire tandis qu'il attribua l'augmentation de l'intensité des pics de masse 28 et 44 à la formation de C_2H_4 et de CO_2.

Les publications mentionnées ci-dessus ont trait à la recherche de relations entre d'une part la

* Chercheur agréé à l'I. I. S. N., l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (Laboratoire de Chimie Générale, Université de Gand).
** Chef de travaux (Laboratoire de Chimie Générale, Université de Gand).

constitution de la vapeur organique, le degré de détérioration et la nature des produits formés et d'autre part les caractéristiques de fonctionnement d'un compteur. Par contre il n'existe que peu de données sur le phénomène de vieillissement d'un tube Geiger-Müller quoique plusieurs articles ont paru au sujet du mécanisme de fonctionnement du compteur.

Dans cette étude nous avons essayé d'établir le caractère des facteurs qui influencent la mise hors d'usage d'un compteur. Nous distinguons entre les facteurs propres à la vapeur organique (constitution chimique, pression partielle et le degré de détérioration) et les facteurs de construction du compteur lui-même (constitution de l'anode et de la cathode et les changements, survenus à ces électrodes). Nous avons en outre établi un critère qui nous permet de déterminer le degré de vieillissement de compteurs identiques.

II. **Partie expérimentale.** — 1. Construction des compteurs Geiger-Müller. — Les tubes

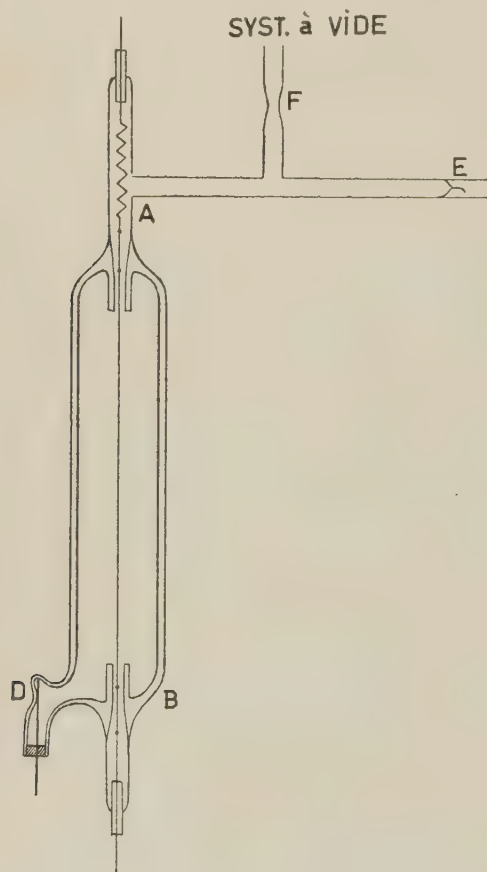


Fig. I.

employés dans notre recherche devaient posséder les caractéristiques suivantes : anode interchangeable ; cathode interchangeable ; possibilité d'analyser le mélange gazeux après un nombre déterminé de coups et après l'arrêt complet du fonctionnement ; possibilité de transfert du contenu gazeux d'un compteur à l'autre.

De cette façon il nous est possible de changer séparément les différents facteurs d'appareillage pouvant influencer le phénomène et de déterminer leur contribution à ce phénomène.

En outre la constitution chimique de la vapeur organique doit être simple et le point d'ébullition aussi bas que possible afin d'éviter l'influence de changements de température [9].

— Le compteur que nous avons employé est de construction simple (*fig. I*) ; il se compose essentiellement d'un tube en pyrex (diamètre 2,5 cm). Sur la paroi intérieure une cathode d'argent a été déposée par voie chimique. L'anode se compose d'un fil de tungstène d'un diamètre de 0,02 mm. Aux deux extrémités de l'anode un bout de fil de nickel est appliqué au moyen d'une soudure par point. En A un petit ressort en acier et puis un bout de fil de transmission en tungstène, sont soudés. En B seul un fil de transmission en tungstène (Ø 1 mm) est appliqué. Le fil de nickel est employé afin d'homogénéiser la dissipation de la chaleur lors de la soudure électrique des fils en acier et en tungstène, de façon à faciliter la soudure.

— Le contact avec la cathode en argent s'effectue également par un bout de fil de tungstène qui est maintenu dans une petite entaille dans la paroi du tuyau latéral. Afin d'améliorer ce contact la paroi autour du fil en D est réchauffée avec précaution après avoir mis le compteur sous vide. De cette façon la paroi argentée se plie autour du fil de tungstène.

— Les fils de tungstène sont fixés au moyen d'une résine Epoxy-polyester (Stabilit-Henkel & Cie, G. M. B. H., Klebstoffwerk, Düsseldorf). Cette résine s'applique aisément ce qui facilite l'échange de l'anode ou de la cathode. L'analyse d'un mélange gazeux avec le spectromètre de masse a démontré que la résine n'absorbe qu'une quantité négligeable de la vapeur organique après un contact d'un mois avec celle-ci.

Des deux côtés de la chambre cathodique l'anode est entourée de larges capillaires afin de réduire au minimum les effets d'extrémité [10].

Normalement les compteurs sont pourvus d'un break-seal E ce qui nous permet d'employer le contenu gazeux pour analyse au moment voulu. Pour des expériences de courte durée un robinet à vide peut également être employé.

— Pendant 24 heures les compteurs sont connectés à un système de vide poussé (10^{-5} mm Hg). Après ce dégazage ils sont remplis avec un mélange de chlorure de méthyle (10 mm) et d'argon (90 mm). Pour obtenir une homogénéité complète, les compteurs restent raccordés au système de remplissage

durant une période de 12 heures. Puis ils en sont séparés par la fonte en F.

2. Appareillage utilisé. — Puisqu'on admet que la détérioration de la vapeur organique constitue un facteur prédominant dans le vieillissement du compteur, nous avons déterminé la charge totale et la charge par impulsion qui traversent le compteur. Celles-ci fournissent une mesure de la fragmentation de la vapeur sous l'impact électronique.

— Kiser et Johnston [11 et 12] ont constaté une diminution quasi-linéaire de la vapeur organique en fonction du nombre de coups. Ces auteurs avaient appliqué durant les expériences de vieillissement une haute tension constante et non pas une hauteur d'impulsion constante. Cependant d'après ce que nous verrons plus loin la hauteur des impulsions et de ce fait même, la charge par impulsion, diminuent à une valeur déterminée de la haute tension en fonction du nombre total de coups. Ni leurs résultats, ni leurs conclusions ne peuvent donc être admis tels quels.

— Le nombre de coups effectués lors du vieillissement d'un tube G. M. fut totalisé par un compteur d'impulsions M. B. L. E. type QN 420 A qui fait partie d'un spectromètre type PN2 47 3A.

— La hauteur des impulsions et la charge par impulsion furent mesurées à travers une résistance de 7 MΩ, à l'aide d'un oscilloscope Tektronix (type 515 A) d'abord d'une manière directe, puis avec un condensateur de 50 μμF relié en parallèle

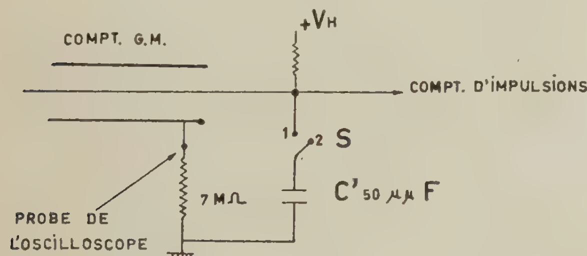


Fig. II.

d'après la figure II. La clef de contact S se trouvant dans la position 2 (ouvert) nous mesurâmes sur l'écran de l'oscilloscope une hauteur V_I des impulsions à une valeur bien déterminée de la haute tension. La clef S mise en position 1 (fermé), la haute tension restant constante, nous mesurâmes une hauteur des impulsions $V'_I < V_I$.

En admettant que C est la capacité du compteur et des câbles et que C' est la capacité de valeur connue du condensateur relié en parallèle avec le compteur, on calcule pour la charge électrique Q par coup :

$$= C.V_I = (C + C').V'_I \quad \text{ou} \quad Q = \frac{C' V_I . V'_I}{(V_I - V'_I)}.$$

Dans cette dernière équation tous les facteurs sont connus. En divisant la valeur Q par la charge élémentaire de l'électron on obtient le nombre d'électrons par impulsion.

Les compteurs Geiger-Müller furent montés horizontalement d'une manière reproductible dans un château de plomb de façon à ce que seule la partie médiane de la zone sensible du tube Geiger fut exposée au rayonnement d'une source de ^{60}Co, disposée à 5 cm de celle-ci. Ainsi il fut obtenu une vitesse de comptage de l'ordre de 10^4 coups par minute.

L'oscilloscope a été calibré régulièrement à l'aide de pulsions rectangulaires bien déterminées.

3. L'appareillage a vide. — Notre appareillage à vide est de construction normale avec un piège refroidi au moyen d'air liquide. Il se compose d'un système de remplissage pour les tubes Geiger et d'une pompe Töpler, construite entièrement en verre, pour pouvoir transférer le contenu gazeux d'un compteur à l'autre.

L'espace non utilisable est réduit au minimum. Le contrôle du vide se faisait d'abord au moyen d'une jauge Pirani, puis au moyen d'une jauge à ionisation à cathode froide du type Philips.

4. Critère général indépendant pour l'appréciation des tubes de Geiger. — En principe nos tubes de Geiger furent soumis à une vitesse de comptage déterminée ($\pm 10^4$ coups par minute) et après un certain nombre de coups nous vérifiâmes les caractéristiques. Durant ce processus de vieillissement la hauteur des impulsions fut maintenue entre 3,8 et 4 V par le réglage à intervalles réguliers de la haute tension appliquée. Ces limites correspondent à une moyenne de 200.10^7 électrons par impulsion.

Nous avons examiné en premier lieu les caractéristiques du plateau en fonction du nombre de coups. D'après nos observations tous nos compteurs se comportaient d'une manière identique de sorte qu'il est suffisant de décrire le comportement d'un seul compteur. Les résultats expérimentaux d'un compteur sont rassemblés dans le tableau I.

La détermination de la pente du plateau s'effectua à une moyenne de 150 coups par seconde. La longueur du plateau d'un compteur neuf était de l'ordre de grandeur de 120 à 150 volts. Pour tous nos compteurs à l'état neuf la pente du plateau ne dépassait pas la valeur de 0,06 coups pour cent par volt de la haute tension.

En concordance avec les données de la littérature [7], nous avons observé que la pente du plateau du compteur G. M. augmente régulièrement en fonction du nombre de coups effectués jusqu'à ce qu'elle atteint une valeur de 0,9 à 1,1 coups pour cent par volt de haute tension pour un compteur devenu complètement inutilisable

TABLEAU I

COMPTEUR N° 1. — NOUVELLE CATHODE-ANODE. NOUVEAU MÉLANGE GAZEUX

NOMBRE TOTAL DE COUPS $\times 10^{-7}$	V_S	% PENTE DU PLATEAU	$\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$	$\frac{\Delta V'_I}{\Delta V_H}$	LONGUEUR DU PLATEAU
0,0	867	0,06	0,121	0,070	120
2,8$_7$	877		0,117	0,068	
3,8	880	0,205	0,109	0,067	80
8,2					
9,0$_7$	896		0,095	0,056	25
10,7$_3$	905	1,1	0,094	0,056	
11,2		1,0			
14,4	910		0,089	0,051	
16,7	915		0,081	0,044	15
17,5$_2$	915	0,51*	0,078	0,044	
21,3	915	0,96	0,068	0,041	40
22,8	915		0,056	0,032	
24,4	915	0,90	0,054	0,033	20
1 jour de repos	915	0,38	0,054	0,033	30
3 jours de repos	915	0,17$_5$	0,054	0,033	40
4 jours de repos	915	0,17$_5$	0,054	0,033	40
24,4 + 0,2	915	0,51	0,056	0,033	40

* Pendant le week-end la vitesse de comptage a été ralentie.

COMPTEUR N° 1a. — VIEILLE CATHODE-ANODE. NOUVEAU MÉLANGE GAZEUX.

0	945	0,10	0,065	0,038	30
après 4 jours	953	0,08	0,064	0,037	30

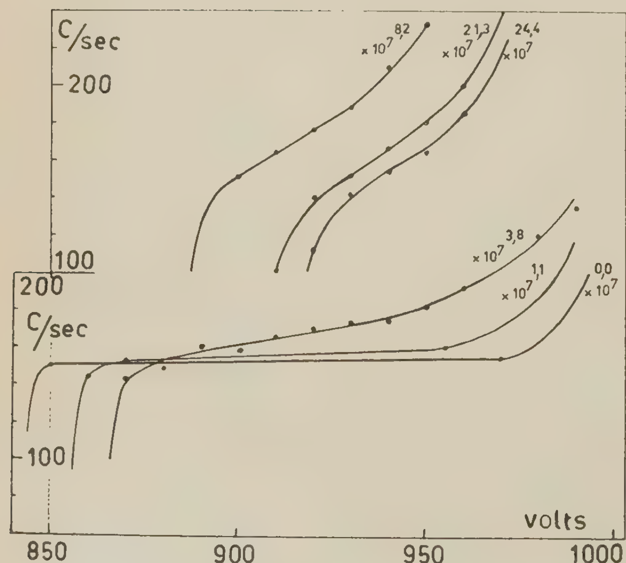


FIG. III.

(ceci après environ 24,4.10^7 coups). Toutes ces observations sont réunies dans la figure III.

En même temps la longueur du plateau décroît de 120-150 V au début à ± 30 V. L'évolution de la longueur du plateau en fonction du nombre de coups est assez irrégulier (ce qui se voit dans le tableau I et dans la figure III).

Ce changement de la longueur du plateau peut en effet être influencé par une interruption du comptage ou par un changement de la vitesse de comptage ; la réduction de la longueur du plateau est notamment moins rapide à des vitesses de comptage inférieures.

La pente du plateau d'un tube Geiger devenu inutilisable s'améliore jusqu'à une valeur de 0,38 coups pour cent par volt après un jour de repos, pour atteindre la valeur de 0,175 coups pour cent par volt après 3 jours. Bien entendu, ceci n'est valable que pour des périodes de comptage de courte durée, car après un réemploi de 2.10^6 coups cette pente atteint rapidement une valeur de 0,53 coups pour cent par volt. De ce fait nous ne pouvons adopter ni la pente ni la longueur du plateau comme critères pour le vieillissement des tubes de Geiger.

La valeur de la haute tension correspondant au début du plateau n'est pas plus constante que les

caractéristiques mentionnées ci-dessus : elle se déplace notamment vers de plus hautes tensions en fonction du nombre total de coups effectués et dépend également de la sensibilité de l'appareillage pour la grandeur des impulsions. De ce fait cette valeur ne constitue pas non plus un critère général pour la comparaison des différents compteurs. Il nous a paru que le changement de la tension d'amorçage (starting potential V_S) puisse nous procurer un meilleur critère. Nous avons mesuré la valeur V_S de la façon suivante. A l'aide de l'oscilloscope on

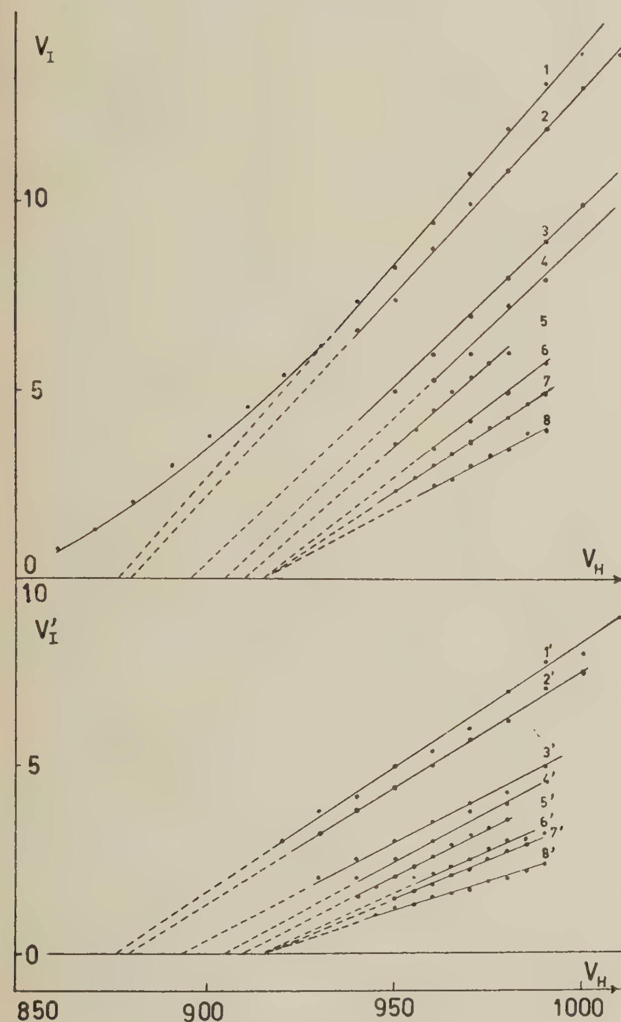


Fig. IV. — Valeurs de V_I et de V'_I en fonction du nombre de coups.

1 — 1′ :	$2{,}87 . 10^7$	5 — 5′ :	$14{,}4 . 10^7$
2 — 2′ :	$3{,}8 . 10^7$	6 — 6′ :	$17{,}5 . 10^7$
3 — 3′ :	$9{,}07 . 10^7$	7 — 7′ :	$21{,}4 . 10^7$
4 — 4′ :	$10{,}73 . 10^7$	8 — 8′ :	$22{,}8 . 10^7$

mesure la hauteur des impulsions en fonction de la haute tension appliquée au tube compteur en augmentant graduellement celle-ci à partir de la valeur à laquelle les premières impulsions sont détectables. Le rapport entre la hauteur des impulsions et la haute tension se dessine par une courbe légèrement ascendante au début qui se transforme assez rapidement en une droite (*fig. IV*). (Une courbe seulement a été dessinée entièrement ; des autres nous n'avons maintenu que la partie rectiligne pour ne pas encombrer la figure.)

V_S a été définie comme étant la valeur de la haute tension obtenue par l'extrapolation de la partie rectiligne de la courbe vers la valeur $V_I = 0$.

Les valeurs de V_S sont réunies dans le tableau I.

Ce tableau montre clairement que la valeur de V_S augmente en fonction du nombre total de coups pour atteindre une valeur maximale.

Le rapport entre la hauteur des impulsions V_I et la tension V_H a été déterminé pour chaque compteur après un nombre donné de coups. Nous avons obtenu ainsi une série de droites montrées dans la figure IV. Une série analogue a été obtenue pour le rapport entre V'_I et V_H. D'après cette figure il est évident que la hauteur des impulsions diminue à une haute tension déterminée en fonction du nombre total de coups. Il est impossible de définir d'après la courbe du plateau Geiger jusqu'à quelle valeur de la haute tension la relation linéaire $V_I — V_H$ reste valable, vu qu'à partir d'une valeur bien déterminée de V_H le nombre des « spurious counts » devient relativement important.

Toutefois nous constatons clairement que ni la valeur V_S, ni la longueur de la section linéaire de la courbe ont une relation bien déterminée avec les courbes caractéristiques du plateau.

Liebson [13] a remarqué que l'inclinaison $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ est indépendante d'une part de la nature de la vapeur organique employée et d'autre part de la composition du mélange.

Nous avons en effet obtenu pour tous nos compteurs nouveaux, pratiquement la même valeur, 0,121 pour $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$. Cette valeur correspond à celle obtenue par Franeau, Grard et Libert [14] pour leurs compteurs à mélange argon-alcool. D'après ces auteurs elle dépend seulement de la pression partielle de l'argon mais reste presque invariable entre les limites de pression du gaz rare de 50 à 150 mm Hg. La pression de l'argon dans nos tubes était de 90 mm Hg et se situait donc entre ces limites.

Dans le tableau I et la figure V nous avons indiqué les valeurs $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ en fonction du nombre total de coups. Il est évident que cette valeur diminue de façon linéaire en fonction de l'âge du compteur. Les derniers points sont assez difficiles à déterminer puisque la réduction de la longueur du plateau et l'augmentation de la pente du plateau à ce moment-là coïncident avec une grande irrégu-

larité dans la hauteur des impulsions ce qui augmente donc la difficulté de dessiner la droite $V_I - V_H$ la plus probable. Nous pouvions en outre constater que la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ est identique pour tous nos compteurs, construits de façon analogue, après un même nombre total de coups. L'interruption du comptage aussi bien que le changement de la vitesse de comptage influence la pente du plateau et la longueur du plateau, mais n'influence aucunement la valeur de $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$. Il apparaît donc

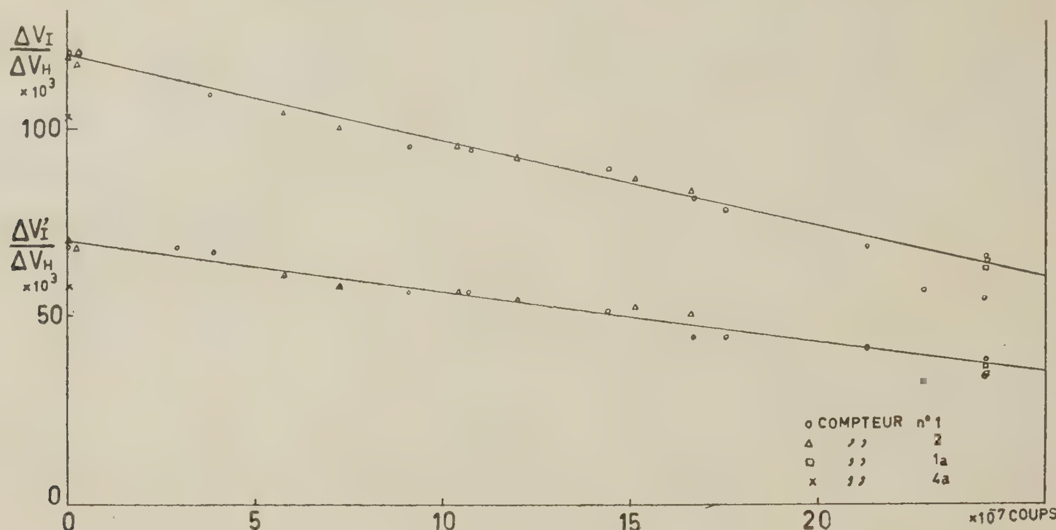


Fig. V.

que pour des compteurs de construction identique la valeur de $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ dépend seulement du nombre de coups effectués.

D'autre part nous constatons que la valeur de V_s peut changer d'un compteur à l'autre rempli d'un mélange identique et qu'elle dépend en outre de la nature de la vapeur organique introduite

Il est par conséquent évident que la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ pour un tube de Geiger nous procure un critère valable pour l'étude du phénomène de vieillissement. C'est ce critère que nous employâmes.

5. La cause du phénomène de vieillissement des tubes de G. M. — Au moyen des trois éléments d'un compteur, mélange gazeux, cathode et anode, plusieurs tubes ont été combinés qui nous ont permis d'étudier l'influence de chacun de ces éléments sur le fonctionnement des tubes. Les différentes combinaisons étudiées et les caractéristiques de chaque tube sont rassemblées dans le tableau II.

D'après ces caractéristiques le compteur n° 1 devint inutilisable après 24,4.10⁷ coups (tableau I et tableau II-1').

Le gaz détérioré du tube n° 1' fut ensuite transféré dans un nouveau tube, n° 2. Ce compteur se comportait d'une façon presque identique à un nouveau tube comme le démontre la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ après 0,0.10⁷ coups (tableaux II et III) et d'après

TABLEAU II

N°	Mélange gazeux	Cathode	Anode	% Pente du plateau	Longueur du plateau	$\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$	$\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$
1	neuf	neuve	neuve	0,06	120	0,121	0,070
1'	détér.	vieille	vieille	0,90	20	0,054	0,033
2	détér.	neuve	neuve	0,38	70	0,119	0,070
1a	neuf	vieille	vieille	0,08	30	0,065	0,038
3	neuf	vieille	neuve	0,06	160	0,117	0,067
4	neuf	neuve	vieille	0,06	120	0,103	0,058
4'	détér.	neuve	vieille	0,42	70	0,104	0,059

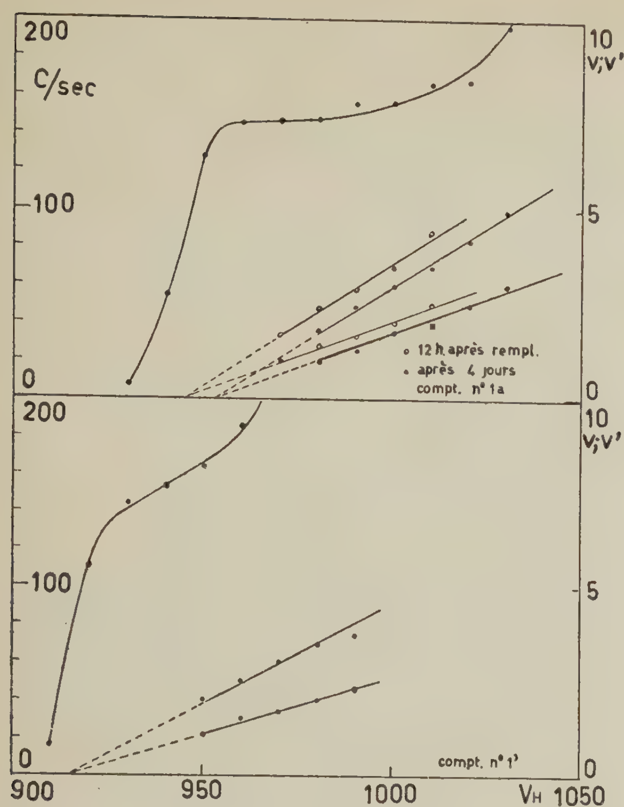


Fig. VI.

la diminution de cette valeur en fonction du nombre total de coups (tableau III). Néanmoins les caractéristiques du plateau ne furent pas si bonnes : déjà après $5 . 10^7$ coups la pente du plateau atteignit sa valeur maximale. Puis le tube n° 1′ fut rempli aussi vite que possible et sans qu'il y ait eu contact avec l'air, avec un mélange gazeux de même composition et de même pression totale que le tube n° 1 (tube n° 1_a). Le tableau II et la figure VI donnent les caractéristiques de ce tube. Il présentait un plateau très court et assez incliné, et le rapport $V_I - V_H$ ainsi que la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ démontrèrent qu'il se comportait d'une manière identique au tube n° 1′, complètement détérioré.

Par la suite l'ancienne cathode du tube n° 1′ fut combinée avec une nouvelle anode (tube n° 3). Après un dégazage poussé ce tube fut rempli à son tour avec un nouveau mélange gazeux. Ce compteur présentait toutes les caractéristiques d'un tube complètement neuf et se comportait comme tel (tableau II et *fig. VII*).

L'ancienne anode du tube n° 1′ fut ensuite combinée avec une nouvelle cathode. Ce tube fut tour à tour rempli avec le mélange détérioré du tube n° 1′ (tube 4_b) et avec un mélange gazeux frais (tube 4_a). A cet effet l'ancienne anode du tube n° 1 (1′) fut enlevée soigneusement et incorporée dans un autre tube à nouvelle paroi cathodique. L'ancienne anode ne paraissait plus luisante. La pente du plateau du tube n° 4_b était mauvaise (*fig. VII*) et celle du tube n° 4_a était bonne, tandis que pour les deux compteurs la valeur de $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ était la même à l'erreur de mesure près. Néanmoins cette valeur était inférieure à celle à laquelle nous nous attendions pour le cas d'un nouveau compteur. Puisque cette diminution est environ trois fois plus grande que l'erreur de mesure ($\pm$ 0,005) elle possède une signification effective.

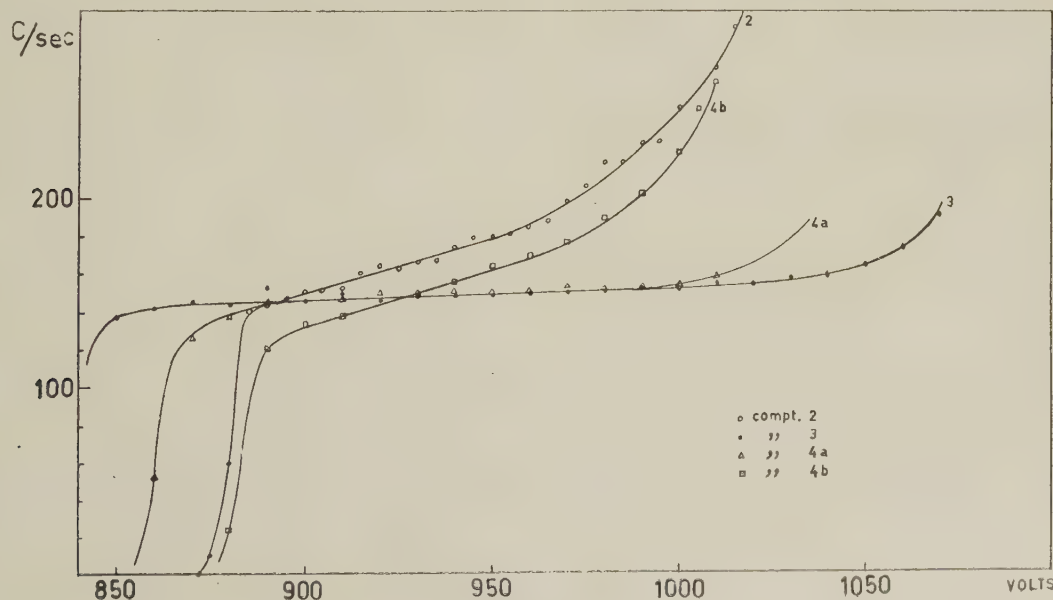


Fig. VII.

TABLEAU III

COMPTEUR NOUVEAU + MÉLANGE GAZEUX DÉTÉRIORÉ

NOMBRE TOTAL DE COUPS $\times 10^{-7}$	V_S	% PENTE DU PLATEAU	$\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$	$\frac{\Delta V'_I}{\Delta V_H}$	LONGUEUR DU PLATEAU
0,0	888	0,38	0,119	0,070	70
0,22	888	0,20	0,120	0,068	
3 jours de repos	888	0,195	0,117	0,067	70
0,99		0,43			
5,74	904	0,95	0,104	0,061	
7,24	910		0,100	0,058	
9,35		1,0			30
10,4	917	0,67	0,095	0,056	
12,0	917	0,99	0,092	0,054	
15,1	925	0,77	0,086	0,052	30
16,6	925		0,083	0,050	

D'après cette étude et le tableau récapitulatif II il est évident que la présence du gaz détérioré a une grande influence sur les caractéristiques du plateau (comparez les tubes 1 et 2 et les tubes 4_a et 4_b).

En comparant d'autre part les tubes 1 et 1_a il apparaît que l'état des électrodes influence principalement la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$. Celle-ci atteint un minimum pour une ancienne cathode et anode. Il semble toutefois que la cathode joue un rôle infime car l'application seule d'une nouvelle anode nous fournit un nouveau tube (tableau II-3).

Il est vrai que le renouvellement de la cathode seule (tableau II-4_a) nous donne aussi une meilleure valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ mais il est possible qu'un contact prolongé de l'ancienne anode avec l'air, durant la construction du tube, ait eu comme conséquence des changements à la surface de cette anode. Il est en effet probable que des dépôts de composés polymères à faible tension de vapeur [7] soient oxydés au contact de l'air. Ceci constitue le sujet de la suite de cette étude.

6. CONCLUSION. — D'après ces expériences il apparaît que la détérioration graduelle du fonctionnement d'un tube de Geiger et Müller en fonction du nombre total de coups doit être attribuée à deux facteurs essentiellement différents : le changement de l'état du fil anodique et les changements survenus dans le mélange gazeux suite à l'impact électronique. Le premier de ces facteurs aurait surtout une influence sur la valeur $\frac{\Delta V_I}{\Delta V_H}$ et de ce fait sur le processus de multiplication, tandis que la composition du mélange gazeux affecte principalement les caractéristiques du plateau.

L'étude de ces facteurs se poursuit dans notre laboratoire.

Il nous est agréable de remercier ici l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (I. I. S. N.) qui nous a fourni les moyens pour effectuer ces recherches.

Manuscrit reçu le 17 août 1959.

LITTÉRATURE

[1] KORFF (S. A.) et PRESENT (R. D.), *Phys. Rev.*, 1944, **65**, 274.
[2] VAN ZOONEN (D.), *Appl. Sc. Research*, 1955, **4 B**, 237-248.
[3] MEUNIER (R.), BONPAS et LEGRAND, *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 630-634.
[4] MONTGOMERY (G. G.) et (D. D.), *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 1030.
[5] STEVER (H. G.), *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 38.
[6] KORFF (S. A.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 477.
[7] FARMER (E. C.) et BROWN (S. C.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 902.
[8] FRIEDLAND (S. S.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 898.
[9] SURUGUE (J.), Techniques générales du laboratoire de physique, édition du C. N. R. S., vol. II, 1950, R. Maze, p. 196.
[10] CARLBOM-TAYLOR, *J. Sc. Instr.*, 1952, **29**, 296.
[11] KISER (R. W.) et JOHNSTON (W. H.), I : *J. Amer. Chem. Soc.*, 1956, **78**, 707-709.
[12] KISER (R. W.) et JOHNSTON (W. H.), II : *J. Amer. Chem. Soc.*, 1957, **79**, 811-814.
[13] LIEBSON (S. H.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 602.
[14] FRANEAU (J.), GRARD (F.) et LIBERT (R.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 84.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 139 A.

LA DÉTERMINATION DES SURFACES ET INTERFACES SPÉCIFIQUES PAR DIFFUSION CENTRALE DU RAYONNEMENT X.

II. RECHERCHES EXPÉRIMENTALES.

Par C. ALEXANIAN, S. DURIF et J. L. SOULÉ [1],
Centre d'Études et Recherches des Charbonnages de France, Verneuil-en-Halatte (Oise).

Résumé. — On expose les recherches expérimentales effectuées pour trouver dans différents cas les modalités d'application des résultats théoriques les plus appropriées, en particulier à la détermination de la surface spécifique. Après avoir examiné les difficultés expérimentales à surmonter et les principales sources d'erreurs intervenant dans la mesure absolue de l'intensité diffusée, on montre que les modalités d'application sont conditionnées par l'échelle de la structure interne. Pour les structures extrêmes, une seule méthode est possible (emploi d'un atténuateur) ; pour les stuctures moyennes, on peut également parvenir au but (intensité diffusée et intensité directement transmise du même ordre de grandeur) en utilisant des échantillons suffisamment épais. Des exemples sont donnés des différentes échelles de structure et une comparaison des méthodes est faite dans le cas des structures moyennes.

Abstract. — An account is given of the expemental studies carried out to find, in different cases, the best conditions of applying of the theoretical results, in particular, to the determination of specific surfaces. After a survey of the experimental difficulties to be overcome and of the main sources of errors in the absolute measurement of the scattering intensity, it is shown that the conditions of application depend upon the magnitude of the internal structure. For extreme stuctures, only one method is applicable : an attenuator must be used ; for intermediate structures, the use of sufficiently thick samples ensures that the scattered and directly transmitted intensities have the same range of magnitude. Examples are given of the different ranges of structure and a comparison is made of the methods used in the case of intermediate structures.

Dans la première partie de cet article, publiée précédemment [1], nous avons essayé de faire une étude systématique des grandeurs typiques les plus importantes que l'on peut tirer d'un diagramme de diffusion centrale, puis insisté sur l'une d'entre elles qui est en étroite relation avec l'étendue de la surface interne (ou l'interface) de la substance irradiée. Lorsque l'une des phases est dispersée (grains, pores, inclusions), on peut rattacher les grandeurs typiques à divers « diamètres moyens » des « particules ».

Cette seconde partie est un exposé des recherches expérimentales que nous avons effectuées pour trouver dans différents cas les modalités d'application les plus appropriées, soit pour la simple détermination de la surface spécifique, soit pour une caractérisation plus complète de la structure étudiée.

A. LES PROBLÈMES EXPÉRIMENTAUX.

La formule qui sert de base à toute cette étude est la formule (50) de la première partie (il s'agit de la formule applicable dans le cas d'un faisceau primaire focalisé sur un segment rectiligne ; nous n'avons jamais utilisé de faisceau focalisé sur un point). Rappelons cette formule, en modifiant son expression d'après les commentaires dont nous la faisions suivre :

$$\lim\, [h^3\, \mathcal{I}(h)] = 10^{-8}(S/16\ \pi^2)\ \overline{(\mu_1 - \mu_2)^2}\cdot 0{,}00716\ m\lambda^2 \int \mathcal{I}'_0(h_0)\, \mathrm{d}h_0.$$

Sa signification est la suivante : la présence d'une surface interne ou d'une interface dans la substance irradiée (c'est-à-dire d'une discontinuité de la densité électronique) est caractérisée, dans la répartition angulaire de l'intensité diffusée (le long d'une perpendiculaire au segment focal), par une décroissance asymptotique vers les grands angles inversement proportionnelle au cube de l'angle de déviation 2θ. Si on caractérise cet angle par le paramètre de Bragg $h = 2\theta/\lambda = x/L\lambda$ (λ : longueur d'onde en Angström ; x : déviation mesurée en longueur dans le plan d'enregistrement ; L : distance de ce plan à l'échantillon, avec la même unité que x), la formule écrite précise la valeur du coefficient de proportionnalité. S est ici l'interface spécifique en cm² par gramme, μ_1 et μ_2 les masse spécifiques en g/cm³ de part et d'autre de l'interface (et la barre indique qu'il faut prendre la moyenne du carré de la discontinuité lorsque cette discontinuité n'est pas uniforme), m est « l'épaisseur mas-

[1] Avec la collaboration technique de R. Havy, R. Maillard, P. Nattier, G. Signori, G. Tichoux.

sique » de l'échantillon en g/cm², enfin l'intégrale, qui caractérise le flux total du faisceau incident, porte sur son intensité en fonction de l'angle (l'unité pour h_0 étant la même que pour h).

Rappelons aussi que nous avons montré que cette formule restait valable s'il y avait diffusion multuple (et absorption) à la traversée de l'échantillon, à condition de faire porter l'intégrale sur le flux total transmis (flux direct et flux diffusé, réduits par l'absorption) ; on remplacera donc $\mathcal{I}_0$ par $\mathcal{I}_T$ (intensité totale enregistrée). Pour faire apparaître explicitement l'influence de la longueur d'onde, nous remplacerons h et h_0 par $x/L\lambda$; nous exprimerons d'autre part S en m²/g. Nous obtenons finalement :

$$\lim\ [x^3\,\mathcal{I}(x)]$$
$$= 10^{-8}.0{,}453\ S_{m^2/g}\,\overline{(\mu_1 - \mu_2)^2}\,mL^2\,\lambda^4 \int \mathcal{I}_T(x)\,\mathrm{d}x. \quad (1)$$

Il suffit que x et L soient exprimés avec la même unité ; de même les intensités $\mathcal{I}$ et $\mathcal{I}_T$.

Si l'on fait usage uniquement de cette propriété du faisceau diffusé, il est nécessaire pour atteindre la grandeur S, de satisfaire aux conditions suivantes : connaître exactement les grandeurs m, L, λ ; constater l'allure asymptotique en $1/x^3$; pouvoir déterminer avec la même unité l'intensité diffusée aux plus grands angles dans la zone asymptotique et l'intensité totale en chaque point du faisceau transmis (en particulier l'intensité centrale) ; déterminer en un nombre suffisant de points l'intensité totale pour pouvoir calculer la valeur de l'intégrale ; enfin connaître pour la substance analysée la discontinuité $(\mu_1 - \mu_2)$ ou plus précisément, la quantité moyenne $\overline{(\mu_1 - \mu_2)^2}$.

Nous verrons plus loin que dans certains cas l'usage d'une autre caractéristique du faisceau diffusé permet de supprimer l'une de ces conditions. Mais nous commencerons par indiquer comment se présentent les difficultés expérimentales dans cette application de la diffusion centrale.

1. **Rapport de l'intensité diffusée au flux total transmis.** — La nécessité de mesurer avec la même unité l'intensité diffusée dans la zone extrême et l'intensité centrale globale constitue certainement le problème fondamental. Ce problème est d'ailleurs caractéristique de ce mode d'interprétation, car dans toutes les autres méthodes (« rayon de giration » [2], largeur intégrale du faisceau, variation de cette largeur avec l'épaisseur [4], méthode de Porod [5], et plus récemment méthode de Debye et ses coll. [6]) sur lesquelles nous reviendrons, on tire seulement parti en fait d'une grandeur caractérisant la largeur du faisceau diffusé, pour la mettre en relation avec l'échelle de la structure analysée ; on ne peut alors exprimer le résultat obtenu sous forme d'une surface spécifique qu'en formulant une hypothèse sur le type de structure rencontré.

La difficulté pratique que pose la mesure correcte du rapport de deux intensités très différentes de rayonnement X est connue. Dans le cas présent, on dispose de deux possibilités pour réduire cette difficulté.

1° Utiliser un faisceau primaire volontairement élargi (c'est-à-dire imparfaitement focalisé dans le plan d'enregistrement). Une défocalisation qui entraînerait une perte de précision inadmissible pour l'étude de raies fines de diffraction, est pratiquement sans influence sur la répartition extrême d'un faisceau de diffusion (il suffit pour cela que la divergence du faisceau incident reste suffisamment petite par rapport aux angles de déviation considérés). D'ailleurs on sait corriger par le calcul l'effet de la défocalisation sur l'ensemble du faisceau diffusé. Cette façon de procéder diminue aussi les erreurs de lecture dues à une variation trop brusque de l'intensité enregistrée.

2° En augmentant le plus possible la diffusion par l'emploi d'une forte épaisseur d'échantillon. On est limité dans cette voie uniquement par l'affaiblissement dû à l'absorption, qui peut conduire à des temps de pose prohibitifs, qui donne une importance relative accrue au rayonnement parasite ne traversant pas l'échantillon et enfin qui déforme le spectre. Mais le phénomène éventuel de diffusion multiple ne gêne en rien l'exploitation de l'allure asymptotique de la loi de répartition ; la théorie du phénomène permet même d'étendre à ce cas l'exploitation complète de cette loi.

Toutefois, sauf dans des cas particulièrement favorables, en tirant parti au mieux de ces deux possibilités, on ne peut empêcher que l'échelle des intensités à mesurer reste étendue. Que l'enregistrement se fasse sur plaque photographique ou dans un compteur de particules, la comparaison complète des intensités ne pourra s'effectuer en général qu'en réduisant les plus fortes d'entre elles par la traversée d'un atténuateur approprié.

2. **Déduction du fond continu.** — Un autre problème qui prend une grande importance dans ce type d'exploitation des diagrammes (allure asymptotique de la répartition de l'intensité) est celui que pose la présence d'un fond continu appréciable dans le faisceau diffusé, autrement dit le fait expérimental que l'intensité enregistrée ne tende pas vers zéro aux plus grands angles.

Ce fond continu a des origines très diverses. Il y a d'abord la diffusion de Debye de la phase solide (lorsque celle-ci est amorphe) jointe à la diffusion incohérente de Compton (d'ailleurs négligeable aux petits angles), qui font en réalité partie intégrante du faisceau diffusé. Mais il intervient en outre des phénomènes parasites. Certains atomes métalliques contenus dans la substance analysée peuvent

donner lieu à un rayonnement incohérent de fluorescence. D'autre part il existe un certain rayonnement parasite à l'intérieur de la chambre. Bien entendu, nous ne parlons pas du fond continu propre à l'appareil d'enregistrement qui peut être éliminé par une comparaison appropriée.

L'idéal serait, après avoir réduit le plus possible les différentes sources de fond continu, de calculer la partie irréductible. Dans nos essais, au lieu d'effectuer un tel calcul, nous nous sommes contentés jusqu'à présent d'admettre que l'intensité globale du fond continu variait assez lentement en fonction de l'angle pour qu'on puisse l'assimiler à la valeur limite trouvée pour l'intensité enregistrée. Mais on doit reconnaître que cette façon de procéder peut parfois introduire un arbitraire appréciable dans le lissage de la partie extrême de la courbe. En particulier nous avons constaté une surestimation sérieuse du fond continu lorsqu'on ne prenait pas soin d'enregistrer l'intensité jusqu'à une distance suffisamment grande.

3. **Monochromaticité du rayonnement.** — La présence dans le faisceau incident de rayonnement parasite de longueur d'onde différente de la longueur d'onde nominale, se traduit par deux défectuosités qu'il importe de distinguer, car elles peuvent jouer des rôles différents selon les dispositifs employés.

D'une part elle s'associe le plus souvent à un défaut de focalisation. Par exemple le rayonnement qui provient de la diffusion par la lame du monochromateur ne suit pas la loi angulaire de la réflexion et ne converge donc pas vers le foyer-image. Cette question de la défocalisation a déjà été abordée plus haut. En l'occurrence, un tel rayonnement parasite constitue une sorte de pied dans la courbe de répartition du faisceau direct ; son flux total est normalement faible si l'on en limite l'extension angulaire par le système de fentes du collimateur.

Mais un second aspect prend ici beaucoup plus de gravité. Il s'agit du défaut proprement dit de monochromaticité. En se reportant à la formule (1), on constate que lorsqu'il n'y a pas monochromaticité du faisceau incident on doit faire intervenir la valeur moyenne de λ^4 dans le spectre du faisceau. Cette puissance quatrième fait déjà jouer un rôle important à la polychromaticité. Il y a en outre une circonstance aggravante : c'est que l'absorption par l'échantillon est en général très variable avec la longueur d'onde, surtout lorsqu'on doit employer de fortes épaisseurs, de sorte que les rayonnements les plus durs, en particulier les harmoniques du rayonnement fondamental, se trouvent généralement renforcés. Or le spectre à considérer est celui du rayonnement global émergent. Cette question devra donc être envisagée avec soin dans les essais de ce type.

4. **Séparation du faisceau direct et du faisceau diffusé.** — Lorsqu'on ne s'intéresse pas uniquement à l'allure asymptotique du faisceau diffusé, mais qu'on désire en outre tirer parti de sa loi complète de répartition, il devient nécessaire de savoir séparer dans le faisceau global recueilli les intensités respectives du faisceau transmis sans déviation et du faisceau diffusé proprement dit (du moins pour les angles les plus faibles, pour lesquels on sait qu'il y a une intensité « directe » non nulle). Si le faisceau direct est suffisamment focalisé, il n'y a pas de difficulté pratique à effectuer cette séparation : une extrapolation vraisemblable de l'intensité diffusée dans le domaine angulaire où elle est noyée par le faisceau direct est alors possible avec une précision satisfaisante. Mais nous avons vu que dans nos essais une focalisation parfaite n'était pas souhaitable, et la séparation n'est souvent pas aussi évidente. Nous verrons qu'on peut alors l'améliorer en confrontant les diagrammes obtenus avec des échantillons de différentes épaisseurs. Profitant de ce que la décroissance du faisceau direct et la croissance du faisceau diffusé en fonction de l'épaisseur suivent des lois de nature connue, on cherchera à réaliser simultanément les décompositions les plus satisfaisantes.

De toutes façons, pour pouvoir procéder dans de bonnes conditions à la séparation des deux faisceaux, il faut débarrasser au maximum les abords du faisceau direct des divers rayonnements parasites qui peuvent l'accompagner : pénombre due à la diffusion par le monochromateur (déjà signalée), élargissement dû à la diffusion par l'air, faisceau diffracté par les bords des fentes du collimateur.

B. APPLICATIONS DIVERSES.

1. **Les trois échelles de structure.** — Les modalités de l'application à un cas concret des considérations précédentes se trouvent essentiellement conditionnées par l'échelle de la structure interne de la substance analysée. Cette échelle intervient de plusieurs façons, mais surtout par « l'indice de multiplicité » q (nombre moyen de diffusions subies par un rayon en traversant l'échantillon), soit :

$$q = \mathrm{d}E = 0{,}079\ \lambda^2 E \int_{-\infty}^{+\infty} P(r)\,\mathrm{d}r$$

$$= 0{,}00716\ \lambda^2_{\mathrm{\AA}}\ E_{\mathrm{cm}}\, P_\mu(0)\,.\,D_{\mathrm{\AA}}$$

où $\lambda_{\mathrm{\AA}}$ est la longueur d'onde utilisée (en Angström), E_{cm} l'épaisseur de l'échantillon (en centimètres), $P_\mu(0)$ la variance de la masse spécifique (en g/cm^3)^2, $D_{\mathrm{\AA}}$, un diamètre moyen défini par

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(r)\,\mathrm{d}r}{P(0)} \quad \text{(en Angström).}$$

Toutes choses égales d'ailleurs, q est proportionnel à D.

Il y aura trois domaines à considérer :

a) lorsque q est petit devant l'unité, il s'agit de diffusion simple. La fraction du faisceau incident qui est diffusée est petite (égale à q) et les intensités dans la zone asymptotique sont *a fortiori* très faibles par rapport aux intensités dans la zone du faisceau direct. C'est en pratique l'échelle des premières dizaines d'Angströms (ou davantage, en faible épaisseur) ;

b) lorsque q est de l'ordre de grandeur de l'unité, il s'agit de diffusion multiple. La fraction du faisceau incident qui est diffusée est comparable à la fraction transmise sans déviation ; les intensités dans la zone asymptotique ne sont pas trop inférieures aux intensités dans la zone du faisceau direct. Une interprétation complète des diagrammes nécessite cependant de tenir compte de la multiplicité de la diffusion. C'est en pratique l'échelle des centaines d'Angströms ;

c) lorsque q est très grand devant l'unité, il s'agit de diffusion « très multiple ». Le faisceau direct a pratiquement disparu, tout le flux incident est diffusé. Il ne peut plus être question d'exploiter la totalité du diagramme. D'ailleurs, le faisceau est alors tout entier situé dans une zone angulaire très étroite ; aux angles pour lesquels l'intensité relevée est valable, on est déjà dans la zone asymptotique, et même avec des valeurs très faibles devant les intensités centrales. Bien que pour des raisons très différentes, on se retrouve donc dans une situation analogue à celle du premier cas. C'est en pratique l'échelle des dixièmes de micron et du micron.

Bien entendu, on peut *a fortiori* assimiler le deuxième cas aux deux autres, en se plaçant dans une zone angulaire éloignée du centre ; toutefois il faudra se méfier de ce que le flux total transmis se répartit alors dans deux faisceaux différents : le faisceau direct surmonte un faisceau diffusé beaucoup plus large qui lui fait une sorte de « pied » à ne pas négliger.

Pour une même substance on pourra se trouver parfois dans un cas ou dans l'autre selon l'épaisseur de l'échantillon (et éventuellement selon la longueur d'onde utilisée).

Notons enfin que la surface spécifique de la substance n'est pas strictement inversement proportionnelle à l'indice q ; par exemple, si l'hétérogénéité de la substance est due à des inclusions très clairsemées, la surface spécifique sera relativement faible pour une valeur donnée de q. Cependant, en pratique, il y aura une certaine liaison ; pour fixer les idées, disons que la diffusion simple correspond aux surfaces dépassant 200 m^2 au gramme, la diffusion multiple aux surfaces comprises entre 20 et 200 m^2, la diffusion très multiple aux surfaces inférieures à 20 m^2.

2. **Les montages employés.** — Toutes les expériences relatées dans cet article ont été effectuées avec des montages similaires quoique distincts, essentiellement caractérisés par la mise en œuvre d'un monochromateur cylindrique de quartz et d'un système de collimation à fentes (montage de Guinier). L'un des principaux changements est l'emploi tantôt d'un enregistrement photographique (S. D.) tantôt d'un enregistrement par compteur de Geiger-Müller (C. A.). La seconde méthode présente l'avantage d'une étendue plus grande dans l'échelle des intensités et d'un rayonnement parasite réduit à l'angle d'entrée dans le compteur, mais l'inconvénient d'une définition angulaire moins précise (la fente qui délimite la fraction du faisceau diffusé entrant dans le compteur ne pouvant être réalisée avec une largeur aussi faible que celle du pinceau lumineux du microphotomètre) et d'une exploration discontinue du faisceau.

L'emploi du monochromateur cylindrique fournit un faisceau focalisé sur un segment de droite (suffisamment long en général par rapport à la largeur de diffusion pour que les formules relatives à une extension infinie soient applicables [1]). Au point de vue spectral, le faisceau contient en plus du doublet $K\alpha_I$, $K\alpha_{II}$ du cuivre (dont on peut confondre les longueurs d'onde), un fond continu polychromatique diffusé par la lame et délimité par le système de fentes, et surtout les harmoniques 2e et 3e de la raie $K\alpha$ (avec des intensités relatives qui dépendent essentiellement du voltage mis en jeu). Conformément aux considérations générales développées plus haut, on peut dire que le fond continu ne peut être gênant que parce qu'il augmente l'extension angulaire du faisceau direct, tandis que les harmoniques peuvent modifier assez fortement la longueur d'onde moyenne à mettre en œuvre dans les formules.

3. **Emploi d'atténuateurs.** — Nous avons vu que dans la plupart des cas, il est nécessaire de comparer les intensités asymptotiques à des intensités centrales beaucoup plus élevées ; en fait, le rapport peut atteindre plusieurs dizaines de mille. Un rapport de cet ordre ne peut pas être déterminé directement, et on se trouve dans l'obligation d'atténuer les intensités centrales dans un rapport connu, de façon à les ramener à des valeurs comparables aux intensités asymptotiques. Pour cela on interpose entre l'échantillon et l'enregistreur (film ou compteur) un atténuateur métallique qui piège la partie correspondante du faisceau émergent.

On peut calculer à partir du facteur d'absorption du cuivre pour sa raie $K\alpha$ qu'une épaisseur de 0,1 mm de Cu réduit 94 fois l'intensité d'un rayonnement de longueur d'onde 1,54. Avec des épaisseurs de 1/20 mm, 1/10, 3/20, 2/10 on aura donc des atténuateurs correspondant à peu près aux puis-

[1] On trouvera en annexe une étude des corrections à appliquer lorsque cette approximation n'est plus valable.

sances successives de 10. Bien entendu, il faudra mesurer exactement leurs puissances d'absorption et nous indiquerons plus loin comment nous avons effectué cette mesure.

Lorsqu'on arrive à des facteurs d'atténuation très élevés (1 000 ou 10 000) la validité de la comparaison des intensités est conditionnée en général de façon très stricte par la monochromaticité du rayonnement. En effet le pouvoir d'absorption varie considérablement avec la longueur d'onde ; il peut donc y avoir un renforcement sélectif très important des rayonnements parasites. Le choix du cuivre (le nickel ou le zinc conduirait à un résultat analogue) permet de faire intervenir une circonstance favorable : les rayonnements de longueur d'onde comprise entre 0,7 et 1,5 Å sont absorbés davantage que le rayonnement $K\alpha$; il n'y a donc que le rayonnement parasite très « dur » (en dessous de 0,7 Å) qui sera renforcé. En particulier la 2e harmonique (0,77 Å) sélectée par le monochromateur dans le fond continu sera encore absorbée légèrement plus que le rayonnement fondamental. Il faudra éviter la présence de la 3e harmonique, atténuée seulement 6 fois au lieu de 94 par 1/10 mm de cuivre. Pour cela, on évite d'utiliser un voltage trop élevé pour le tube (la 3e harmonique apparaît à partir de 25 kV). En définitive la monochromaticité sera imposée de façon plus rigoureuse par la sélectivité de l'absorption par l'échantillon lui-même (surtout pour les échantillons de grande épaisseur).

On peut déterminer directement à l'aide d'un compteur G. M., de façon suffisamment précise, des rapports d'intensité de l'ordre de 100, en comptant pendant un temps assez long. La puissance des atténuateurs qui ne dépassent pas cette valeur peut donc être déterminée (une fois pour toutes) directement. Pour les autres, il a été procédé de proche en proche : si l'on a mesuré la puissance d'un atténuateur A (voisine de 100), on pourra déterminer celle de B (voisine de 10 000) par comparaison des intensités de deux faisceaux ayant traversé respectivement A et B. Pour que les mesures aient un sens, il est évidemment nécessaire que le spectre du rayonnement utilisé soit toujours le même.

4. **Détermination de surfaces spécifiques avec emploi d'atténuateurs.** — Nous avons vu que l'emploi d'atténuateurs était pratiquement inévitable pour les échelles extrêmes. En fait, pour les structures grossières à faible surface, malgré l'étroitesse du faisceau diffusé, l'emploi d'un atténuateur de puissance 10 000 piégeant le faisceau sur une largeur de 0,8 mm, laisse toujours apparaître une zone asymptotique où la loi de Porod est satisfaite de façon excellente. Si l'on connaît la densité vraie du matériau poreux ou pulvérulent analysé, on peut ainsi déterminer aisément sa surface spécifique.

Voici quelques exemples de résultats obtenus (avec l'atténuateur 1 000).

Substance analysée	Épaisseur de l'échantillon utilisé	Densité vraie admise	Surface spécifique (diffusion centrale)	Surface spécifique (méthode B. E. T.)
Quartz broyé (*)	83 mg/cm²	2,67	3,9 m²/g	6,2 m²/g (krypton) (**)
Cristobalite broyée (*)	83 mg/cm²	2,33	4,6 m²/g	7,4 m²/g (krypton) (**)
Tridymite broyée (*)	58 mg/cm²	2,27	10,7 m²/g	15,5 m²/g (krypton) (**)
Silice vitreuse (*)	83 mg/cm²	2,2	5,4 m²/g	7,8 m²/g (krypton) (**)
PO^4Al broyé (*)	83 mg/cm²	2,6	4,9 m²/g	8,0 m²/g (krypton) (**)

(*) Échantillons de granulométrie fine inférieure à 3 microns préparés par M. Le Bouffant.

(**) Les déterminations de surface par adsorption de vapeur ont été faites par les soins de M. Chiche (krypton à la température de l'azote liquide).

Nous avons appliqué la même méthode à des substances dont la structure granulaire ou poreuse était à des échelles très diverses, sans nous préoccuper de savoir si la diffusion était simple, multiple ou très multiple.

Atténuateur	Substance analysée	Épaisseur employée	Densité vraie admise	Surface spécifique (diffusion centrale)	Surface spécifique (méthode B. E. T.)
10 000	Silice de condensation	35 mg/cm²	2,2	39 m²/g	44 m² (azote) (*)
10 000	Silice Hi-Sil	20 mg/cm²	2,2	90 m²/g	94 m² (azote) (*)
100	Verre poreux	21 mg/cm²	2,29	71 m²/g	90 m² (azote) (*)
10 000	Noir de carbone Continex S. R. F.	50 mg/cm²	2	20 m²/g	22 m² (azote) (*)
10 000	Noir de carbone Witcot 32	50 mg/cm²	2	100 m²/g	130 m² (fabricant)
10 000	Noir de carbone Continental A. M. P. C.	50 mg/cm²	2	90 m²/g	146 m² (azote) (*) 89 m² (fabricant)
10 000	Charbon de noix de coco	66 mg/cm²	2	2 290 m²/g	1 250 m² (azote) (*)

(*) Surfaces mesurées par M. Chiche.

En pratique, une fois choisie l'épaisseur de l'atténuateur convenant au mieux, on améliorera encore la similitude des intensités centrales atténuées et asymptotiques non atténuées en jouant légèrement sur la position de l'atténuateur par rapport au faisceau direct (par tâtonnements), de façon à faire varier la zone émergente du faisceau. Ensuite il reste à choisir un temps de pose convenable.

La reproductibilité des résultats est de l'ordre de 10 %. En définitive la plus grande cause d'imprécision est l'incertitude sur la densité (son effet est doublé pour la valeur de la surface, du fait que la densité intervient au carré dans la formule). Par ailleurs, lorsque l'absorption par l'échantillon est forte, il y a renforcement relatif des rayonnements durs (en particulier la seconde harmonique de $K\alpha$) et on surestime λ^4 dans la formule, donc on sous-estime la surface.

5. **Détermination de surfaces spécifiques en diffusion multiple.** — Nous avons indiqué plus haut que dans le cas de structure d'échelle moyenne, l'indice de multiplicité de la diffusion se situe au voisinage de l'unité pour la gamme d'épaisseurs utilisables (en particulier pas trop absorbantes). Dans ces conditions, on peut mesurer l'intensité totale transmise sous chaque angle (y compris dans la direction du faisceau direct) sans avoir à interposer d'atténuateur. Par ailleurs, l'étalement du faisceau reste cependant assez grand pour qu'il soit inutile d'aller jusqu'aux régions extrêmes du diagramme pour obtenir une loi asymptotique valable. En définitive, on pourra utiliser dans ce cas la formule de Porod sans employer d'atténuateur (ou avec un atténuateur peu puissant). Malgré tout, il est bon d'avoir une étendue assez grande pour les intensités à comparer de sorte que l'enregistrement par compteur est ici le mieux adapté.

Dans la détermination du flux total transmis, la théorie indique qu'il n'y a pas à se préoccuper des parts respectivement transmises sans déviation et diffusée. Mais comme leurs étalements sont très différents, on améliore la précision en les restituant séparément. En utilisant successivement plusieurs épaisseurs d'échantillon, on peut effectuer cette séparation de façon plus précise, en tenant compte de ce que la part relative du faisceau direct décroît exponentiellement (la forme du faisceau direct est invariable ; on peut la déterminer à vide, derrière un atténuateur) ; il suffit donc de déterminer la valeur du coefficient de diffusion de la substance analysée, permettant le meilleur lissage (extrapolation à angle nul) de tous les faisceaux diffusés enregistrés.

Voici quelques résultats obtenus par cette méthode dans une première série de mesures (densité admise : 2).

Atténuateur	Noir de carbone	Épaisseur	Enregistrement	Surface obtenue	Surface indiquée par le fabricant
42	Witcot 32	90 mg/cm²	Compteur	130	130
		200 mg/cm²		130	
		305 mg/cm²		147	
		593 mg/cm²		160	
42	Witcot Super	85 mg/cm²	Compteur	550	400-500
		140 mg/cm²		580	
		264 mg/cm²		690	
		497 mg/cm²		740	
42	S. R. F.	119 mg/cm²	Compteur	55	22
		203 mg/cm²		63	
		395 mg/cm²		75	
		763 mg/cm²		72	
néant	A. M. P. C.	450 mg/cm²	Photographique	86	89
		900 mg/cm²		74	
		1 350 mg/cm²		85	
		1 800 mg/cm²		81	

6. **Comparaison des méthodes sur des noirs de carbone.** — Il nous a paru intéressant de comparer systématiquement les diverses méthodes (ou plutôt les diverses modalités de la méthode) sur les mêmes produits. Nous avons choisi dans ce but trois noirs de carbone que nous avaient communiqués MM. Luzzati et Baro pour confronter nos résultats. Nous leur avons appliqué trois méthodes distinctes :

1) diffusion simple en montage classique avec monochromateur ; atténuateur 10 000, intensité non réduite à partir de 250 Å (film placé dans le plan de focalisation) ;

2) diffusion simple en montage spécial (*fig.* 1) : le faisceau est légèrement divergent (largeur sur le film à 23 cm de l'échantillon : 0,1 mm), une fente placée à la focalisation permet d'éliminer à la fois le rayonnement diffusé par la lame et la composante $K\alpha_{II}$; de la sorte on peut déterminer vala-

blement l'intensité diffusée jusqu'à 1 500 Å ; l'atténuateur réduisait 100 fois (1) ;

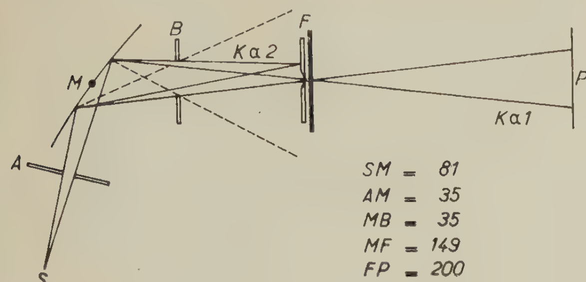


Fig. 1. — Schéma du montage (2).
SM = 81.
AM = 35.
MB = 35.
MF = 149.
FP = 200.

3) diffusion multiple sans atténuateur, avec échantillons de grandes épaisseurs croissantes.

Par raccordement de 1 et 2, nous avons pu déterminer l'intensité diffusée entre 1 500 Å et 15 Å (*fig.* 2).

Dans certains cas la loi de Porod n'est pas vérifiée pour les angles extrêmes, la décroissance de l'intensité est plus lente ; on peut supposer que ceci est dû à la présence d'une porosité très fine. Voici les résultats obtenus (densité admise : 2).

7. **Critique des résultats.** — L'ensemble des résultats que nous venons de rapporter montre que la diffusion centrale des rayons X permet de déter-

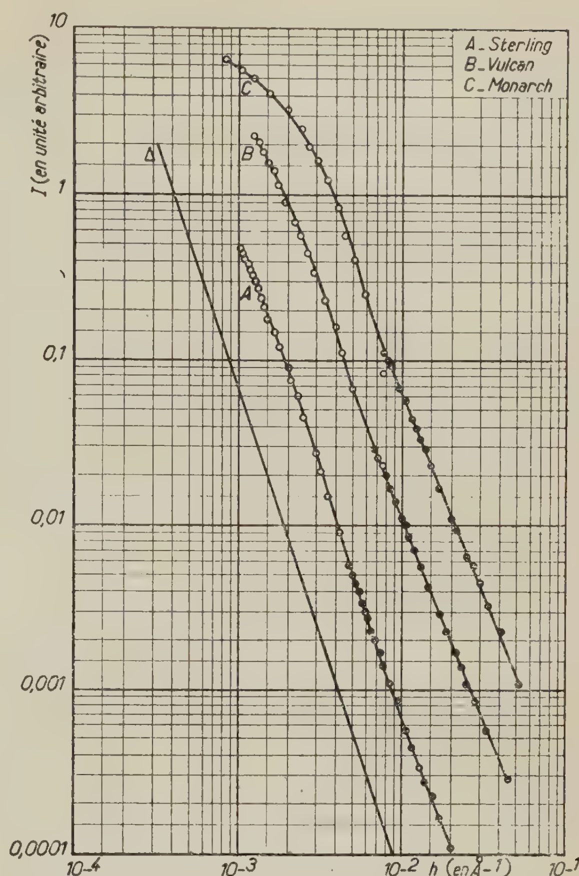


Fig. 2. — Distribution de l'intensité diffusée par 3 noirs de carbone.

Noir	Méthode	Épaisseur	Surface (par diffusion centrale)	Surface trouvée par le fabricant
Vulcan C	1	33 mg/cm²	100 à 270 m²/g (de 140 à 15 Å)	132 m²/g (B. E. T.) 105 m²/g (micr. électr.)
	2	47 mg/cm²	90 m²/g (de 500 à 125 Å)	
	3	268, 547, 808, 1 045 mg/cm²	80 m²/g	
Monarch 74	1		très variable —	382 m²/g (B. E. T.) 131 m²/g (micr. électr.)
	2	38, 39, 79, 196 mg/cm²	165 m²/g (de 330 à 110 Å)	
	3	394, 589, 796 mg/cm²	150 m²/g	
Sterling FT	1	50 mg/cm²	25 m²/g	16,7 (B. E. T.) 16,3 (micr. électr.)
	2	79 mg/cm²	25 m²/g	
	3	396, 805, 1 183 mg/cm²	21 m²/g	

miner des surfaces spécifiques pour une gamme d'échelles très étendue. L'accord avec les résultats fournis par d'autres méthodes n'est pas parfait, mais il faut tenir compte de ce que dans beaucoup de cas la notion même de surface est mal définie, et qu'on ne mesure probablement pas la même chose. De toutes façons des progrès expérimentaux sont encore à accomplir.

Nous indiquerons le point théorique suivant à ne pas négliger pour la signification des valeurs obtenues. La surface est liée à la valeur asymptotique de $h^3 . I(h)$; or en fait on a tendance à assimiler la valeur asymptotique à la valeur maximum. L'étude théorique montre en effet que $h^3 . I(h)$ atteint sa

(1) Ce dispositif réduit beaucoup moins la puissance du faisceau que le dispositif à double monochromateur.

valeur limite par valeurs supérieures (et passe donc par un maximum). L'erreur par excès ainsi faite est d'autant plus importante que le degré de multiplicité q est élevé. Ce n'est qu'en considérant des valeurs angulaires extrêmes qu'on évite cette confusion. (On notera qu'en augmentant l'épaisseur pour la diffusion multiple, on tend ainsi à surestimer de plus en plus la surface ; par ailleurs l'importance relative croissante de la 2e harmonique tend à faire sous-estimer la surface. L'un ou l'autre de ces effets peut prédominer selon les cas).

La principale sujétion de cette méthode est la nécessité de connaître le « contraste de densités » $\overline{(\mu_1 - \mu_2)^2}$ à la traversée de la surface, c'est-à-dire pour les corps granulaires homogènes ou poreux, la densité vraie de la phase solide. Nous allons voir cependant que dans certains cas les diagrammes de diffusion fournissent eux-mêmes une indication sur la valeur de cette quantité.

C. AUTRES GRANDEURS TIRÉES DES DIAGRAMMES.

Sauf dans le cas des structures grossières, les méthodes exposées permettent de déterminer la répartition complète de l'intensité diffusée, rapportée au flux total : dans le cas des structures fines le piège ne fait disparaître qu'une faible fraction du faisceau diffusé et l'extrapolation jusqu'à l'angle nul est possible ; dans le cas des structures moyennes, tout le faisceau est enregistré. Nous avons cherché sur quelques exemples à tirer parti au maximum des renseignements recueillis.

1. **Rappel des formules relatives aux grandeurs typiques.** — Il nous paraît bon de rassembler dans un tableau les principaux résultats de notre étude théorique concernant les grandeurs typiques d'un diagramme [1].

$$-P'(0) = \lim_{t\to 0} \frac{Q(0) - Q(t)}{t^2 \log_e t} - \lim_{s\to\infty} 2\pi^3 s^4 I(s)$$

$$= \lim_{h\to\infty} 4\pi^2 h^3 J(h) = \frac{S}{4} (\rho_1 - \rho_2)^2 \ldots$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \frac{\pi}{4} \overline{D^2}$$

$$P(0) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{Q(0) - Q(t)}{t^2} \, dt = \int_0^\infty 4\pi s^2 I(s) \, ds$$

$$= \int_0^\infty 2\pi h J(h) \, dh = p(1 - p) (\rho_1 - \rho_2)^2$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \left(\frac{\pi}{6}\right) \overline{D^3} (1 - p)$$

$$\int_0^\infty 2 P(r) \, dr = Q(0) = \int^\infty 2\pi s I(s) \, ds$$

$$= \int_0^\infty 2 J(h) \, dh = \frac{d}{0{,}079 \, \lambda^2}$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \frac{\pi}{8} \overline{D^4} (1 - 2{,}369 \, p + \ldots)$$

$$\int_0^\infty 2\pi r P(r) \, dr = \int_0^\infty 2 Q(t) \, dt = \int_0^\infty 2 I(s) \, ds$$

$$= J(0) = n(\rho_2 - \rho_1)^2 \frac{\pi^2}{30} \overline{D^5} (1 - 4{,}5p + \ldots)$$

$$\int_0^\infty 4\pi r^2 P(r) \, dr = \int_0^\infty 2\pi t Q(t) \, dt = I(0)$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{J(0) - J(h)}{h^2} \, dh$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \left(\frac{\pi^2}{36}\right) \overline{D^6} (1 - 8p + \ldots)$$

$$\int_0^\infty 2\pi^2 r^3 P(r) \, dr = \int_0^\infty 4\pi t^2 Q(t) \, dt$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{I(0) - I(s)}{s^2} \, ds = \frac{1}{\pi} \lim_{h\to 0} \frac{J(0) - J(h)}{h^2}$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \frac{\pi^3}{140} \overline{D^7} (1 - 13{,}9p + \ldots)$$

$$\int_0^\infty \frac{8\pi^2}{3} r^4 P(r) \, dr = \int_0^\infty 2\pi^2 t^3 Q(t) \, dt$$

$$= \frac{1}{\pi} \lim_{s\to 0} \frac{I(0) - I(s)}{s^2} = \frac{3}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{J(0) - J(h) - Kh^2}{h^4} \, dh$$

$$= n(\rho_2 - \rho_1)^2 \left(\frac{\pi^3}{180}\right) \overline{D^8} (1 - 24p + \ldots).$$

$P(r)$ est la fonction de corrélation de la structure, $Q(t)$ la fonction de corrélation projetée, $I(s)$ l'intensité normée pour un faisceau direct focalisé ponctuellement, $J(h)$ l'intensité normée pour un faisceau direct focalisé linéairement, S l'interface spécifique entre les milieux de densités ρ_1 et ρ_2 en proportion volumétrique p et $1 - p$, d le coefficient de diffusion. La dernière colonne est relative au cas d'un système de sphères dispersées au nombre de n par unité de volume ; $\overline{D^2}$, $\overline{D^3}$, etc... sont les valeurs moyennes des diverses puissances des diamètres individuels ; les parenthèses sont les débuts du développement des fonctions donnant l'influence de la concentration pour des sphères égales (p est fraction de volume occupée par les sphères). ρ_1 et ρ_2 sont des densités électroniques, mais on peut les remplacer par des densités massiques, à condition de normer convenablement I et J (1).

(1) On peut rajouter à ce tableau, déjà important, deux quantités considérées récemment en liaison avec un modèle particulier par Debye et ses coll. [6]. On démontre en effet :

$$P''(0) = -\frac{8}{3} \int_0^\infty [2\pi^3 s^4 I(s) + P'(0)] \, ds$$

$$= -\pi \int_0^\infty [4\pi^2 h^3 J(h) + P'(0)] \, dh = 0$$

$$P'''(0) = \lim_{s\to\infty} [4\pi^5 s^6 I(s) + 2\pi^2 s^2 P'(0)]$$

$$= \lim_{h\to\infty} \left[\frac{32\pi^4}{3} h^5 J(h) + \frac{8\pi^2}{3} h^2 P'(0)\right]$$

$$= \frac{n\pi}{2} (\rho_2 - \rho_1)^2 (1 + 3p + \ldots)$$

$P''(0)$ est nul plus généralement s'il n'y a pas de fluctuation de densité dans chacun des deux milieux et si l'interface est lisse (pas de point anguleux ni de ligne anguleuse, cour-

Chacune de ces grandeurs typiques caractérise une sorte de pouvoir de diffusion de la substance. Le rapport de deux quelconques d'entre elles peut servir à caractériser la largeur du faisceau diffusé et en même temps l'échelle de la structure mise en jeu.

Toutes les quantités tirées par les divers auteurs des diagrammes de diffusion entrent dans la catégorie « rapport de deux grandeurs typiques », parce qu'ils évitent ainsi le problème expérimental de la mesure absolue. Le rayon de giration [2] est tiré du rapport entre $I(0)$ et $\lim \frac{I(0) - I(s)}{s^2}$ ou entre $J(0)$ et $\lim \frac{J(0) - J(h)}{h^2}$.

La largeur intégrale du faisceau est :

$$\frac{\int_0^\infty 2I(s)\,\mathrm{d}s}{I(0)} \quad \text{ou} \quad \frac{\int_0^\infty 2J(h)\,\mathrm{d}h}{J(0)}.$$

Porod [5] a utilisé « l'invariant » $P(0)$ pour considérer en fait le rapport entre $-P'(0)$ et $P(0)$. Enfin dernièrement P. Debye et al. [6] ont utilisé le rapport entre $-P'(0)$ et $P'''(0)$.

2. **Forme pratique des formules.** — Il est facile d'expliciter le fait que $I(s)$ et $J(h)$ sont des intensités normées, et si l'on veut de remplacer s ou h par $x/L\lambda$. Voici par exemple les formules que nous avons employées pour un faisceau focalisé linéairement. Le flux total est :

$$\mathcal{A}_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{I}_T(x)\,\mathrm{d}x$$

où $\mathcal{I}_T$ est l'intensité totale (directe et diffusée) à la distance x de l'axe, en unités arbitraires. La formule (28) de notre article [1] indique que $J(h)$ se déduit de l'intensité diffusée $\mathcal{I}(x)$ par :

$$\mathcal{I}(h) = 0{,}00716\, E\, \lambda^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{I}_T(h)\,\mathrm{d}h . J(h).$$

Si on remplace E par m/μ_0 (m : charge en g/cm^2, μ_0 : masse spécifique apparente C. G. S.) et h par $x/L\lambda$, on obtient :

$$J(h) = \frac{L\,\mathcal{I}(h)\,\mu_0}{0{,}00716\, m\,\mathcal{A}_T\,\lambda}.$$

---

bures partout inférieures à une certaine valeur). $P'''(0)$, on le voit, correspond au second terme du développement asymptotique de l'intensité :

$$I(s) = \frac{-P'(0)}{2\pi^3 s^4} + \frac{P'''(0)}{4\pi^5 s^6} + \ldots$$

$$J(h) = \frac{-P'(0)}{4\pi^2 h^3} + \frac{3P'''(0)}{32\pi^4 h^5} + \ldots$$

La nullité de $P''(0)$ entraîne que $s^4 I(s)$ ou $h^3 J(h)$ est « en moyenne » égal à sa limite.

On en déduira aisément (en appelant $\mathcal{I}(x)$ l'intensité diffusée proprement dite) :

$$-P'(0) = \frac{4\pi^2}{0{,}00716\,\lambda^4 L^2}\frac{\mu_0}{m}\frac{\lim x^3 \mathcal{I}(x)}{\mathcal{A}_T}$$

$$P(0) = \frac{2\pi}{0{,}00716\,\lambda^3 L}\frac{\mu_0}{m}\frac{\int_0^\infty x\,\mathcal{I}(x)\,\mathrm{d}x}{\mathcal{A}_T}$$

$$Q(0) = \frac{1}{0{,}00716\,\lambda^2}\frac{\mu_0}{m}\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{I}(x)\,\mathrm{d}x}{\mathcal{A}_T}$$

$$J(0) = \frac{L}{0{,}00716\,\lambda}\frac{\mu_0}{m}\frac{\mathcal{I}(0)}{\mathcal{A}_T}.$$

Ce sont les seules grandeurs typiques que nous avons pu déterminer de façon satisfaisante dans les diagrammes que nous avons étudiés (structures moyennes). Le rapport de deux d'entre elles est indépendant des erreurs de mesure absolue.

3. **Cas de la diffusion multiple.** — Lorsque l'indice de diffusion multiple

$$q = d.E = 0{,}00716\,\lambda^2\,Q(0).E$$

devient important (appréciable devant l'unité) la diffusion multiple ne peut plus être négligée. On peut alors continuer à définir des grandeurs typiques à partir des diagrammes sans se préoccuper de cet effet, mais leur valeur variera avec l'épaisseur d'échantillon (ou éventuellement la longueur d'onde) parce qu'elles sont fonction de q. Selon le point de vue adopté, ceci peut être un avantage (par exemple divers auteurs [4] ont utilisé la variation de $Q(0)/J(0)$ pour estimer q, donc $Q(0)$ lui-même) ou un inconvénient parce que l'influence de la diffusion multiple ne se traduit pas de façon simple sur les grandeurs typiques, sauf $P'(0)$ et $Q(0)$. Pour $P(0)$ et $J(0)$ nous avons appliqué une correction fonction de q, valable approximativement pour le modèle des sphères identiques ; ceci n'ayant pour but que d'améliorer l'extrapolation à $q = 0$. Nous avons aussi appliqué la théorie générale de Luzzati [7] en calculant la fonction $Q_q(t)$ par inversion de Fourier et en remontant à $Q(t)$ par la formule exacte. Enfin, à titre d'étude, nous avons aussi calculé la fonction $P_q(r)$.

4. **Quelques exemples en diffusion multiple.** — Nous avons essayé d'exploiter de cette façon les diagrammes obtenus pour les noirs de carbone signalés aux « structures moyennes ». Pour chacun des produits, nous avons effectué un certain nombre de calculs sur les courbes expérimentales, qui se sont traduits par un tableau du type suivant.

Pour la séparation du faisceau direct et du faisceau diffusé proprement dit, nous avons appliqué la méthode évoquée plus haut : nous avons admis que le faisceau direct était la réduction du faisceau à vide par un facteur dépendant exponentiellement

Noir de carbone Witcot 32

Unité pour x et L : 1/10 mm $L = 750$ $\lambda = 1{,}54$ Å. Flux à vide : $\mathcal{A}_0 = 192\ 900$.

Charge m g/cm²	0,090	0,200	0,305	0,593
Epaisseur E cm	0,1	0,25	0,45	0,83
Masse spécifique μ_0	0,90	0,80	0,68	0,71
Flux diffusé $\mathcal{A}$	53 300	63 750	48 150	16 365
Flux non dévié $\mathcal{A}'_0$	88 000	33 500	13 400	1 100
Flux total $\mathcal{A}_T$	141 000	97 300	61 500	17 450
$\int_0^\infty x\, \mathcal{J}(x)\, dx$	109 700	142 700	128 800	58 900
$\mathcal{J}(0)$	11 500	13 600	8 850	2 340
$\lim \mathcal{J}.x^3$	95 000	145 000	170 000	105 000
$a_m + d_m = (1/m) \log_e \dfrac{\mathcal{A}_0}{\mathcal{A}'_0}$	8,74	8,74	8,74	8,74
$a_m = (1/m) \log_e \dfrac{\mathcal{A}_0}{\mathcal{A}_T}$	3,50	3,41	3,75	4,08
d_m	5,24	5,33	4,99	4,66
$e^{-q} = \dfrac{\mathcal{A}'_0}{\mathcal{A}_T}$	0,624	0,344	0,218	0,063
$q = m.d_m$	0,47	1,07	1,52	2,76
$K^2 = \dfrac{1 - e^{-q}}{q}$	0,801	0,613	0,514	0,339
$Q_q(0)/\mu_0$	245,9	192,8	150,8	92,9
$J_q(0)/\mu_0$	61 760	47 663	32 177	15 466
$P_q(0)/\mu_0$	1,38	1,17	1,10	0,91
$- P'_q(0)/\mu_0$	0,0130	0,0130	0,0157	0,0177
$J_q(0)/Q_q(0)$	251,1	247,2	213,4	166,5
$Q_q(0)/P_q(0)$	178,2	164,8	137,1	102,1
$- P_q(0)/P'_q(0)$	106,1	90	70,1	51,4
$\dfrac{Q(0)}{\mu_0} = \dfrac{1}{K^2} \dfrac{Q_q(0)}{\mu_0}$	308,2	313,5	293,5	275,3
$\dfrac{P(0)}{\mu_0} = \dfrac{1}{K} \dfrac{P_q(0)}{\mu_0}$	1,54	1,49	1,53	1,56
$\dfrac{J(0)}{Q(0)} = \dfrac{1}{K} \dfrac{J_q(0)}{Q_q(0)}$	280,5	315,7	297,5	285,9
$\dfrac{Q(0)}{P(0)} = \dfrac{1}{K} \dfrac{Q_q(0)}{P_q(0)}$	199	210,4	191,1	175,3
$-\dfrac{P(0)}{P'(0)} = \dfrac{-1}{K} \dfrac{P_q(0)}{P'_q(0)}$	118,5	114,9	97,7	88,3

de la charge m et nous avons déterminé par tâtonnement le coefficient massique d'extinction qui donnait simultanément la meilleure décomposition pour toutes les épaisseurs [1]. Ce coefficient massique d'extinction est la somme du coefficient massique d'absorption a_m et du coefficient massique de diffusion d_m. Pour les grandeurs typiques, nous avons laissé μ_0 en évidence, c'est-à-dire que nous les avons normées à l'unité de masse au lieu de l'unité de volume. La constante K^2 qui permet de passer rigoureusement de $Q_q(0)$ à $Q(0)$ nous a servi à corriger approximativement l'influence de q sur les quatre grandeurs typiques.

Au cours du calcul de $\int_0^\infty x\, \mathcal{J}(x)\, dx$, on constate que la partie extrême de la courbe a une contribution importante ; après avoir vérifié la décroissance en $1/x^3$, nous avons calculé l'intégrale en admettant un prolongement à l'infini selon cette loi. La correction analogue pour $\mathcal{A}$ est sensiblement plus faible.

Nous avons par ailleurs calculé plusieurs points des transformées de Fourier en cosinus ($Q_q(t)$) et en fonction de Bessel ($P_q(r)$). Là encore la décroissance

(1) On admet ici que le faisceau direct est le même pour les différents échantillons. C'est vrai pour l'enregistrement par compteur (car on repasse successivement les échantillons sur chaque angle de mesure) mais pas exactement pour l'enregistrement photographique (fluctuation dans le temps du tube, variation de sensibilité des pellicules). Dans ce dernier cas, on a rendu les enregistrements comparables en introduisant des facteurs de correction fondés sur une loi exponentielle pour le flux total en fonction de l'épaisseur.

asymptotique joue un rôle appréciable ; nous l'avons traitée en arrêtant chaque fois l'intégration à l'une des valeurs telles que le reste négligé soit nul si la fonction se poursuit avec une décroissance en $1/x^3$ (par compensation des fractions positives et négatives). Enfin de $Q_q(t)$ nous avons déduit $Q(t)$.

Dans tous les cas nous avons constaté que les grandeurs suivantes étaient convenablement indépendantes de l'épaisseur : coefficient d'absorption a_m (évidemment lorsque cela n'avait pas été posé comme hypothèse de correction), $Q(0)/\mu_0$ (ce qui est équivalent), $Q(t)$, $-\frac{P'_q(0)}{\mu_0}$ calculé ou lu sur la courbe de $P_q(r)$, $\frac{P(0)}{\mu_0}$, $\frac{J(0)}{Q(0)}$, $\frac{Q(0)}{P(0)}$, $-\frac{P(0)}{P'(0)}$. Pour les quatre dernières quantités, une indépendance approximative est seulement requise. La marge de variation trouvée ne dépasse pas 10 ou 20 % et est parfois beaucoup plus serrée.

5. **Interprétation des résultats.** — Les grandeurs typiques ainsi obtenues peuvent être interprétées physiquement en termes de structure, moyennant des hypothèses plus ou moins strictes sur le modèle applicable.

1) Si l'on suppose seulement que la substance est constituée d'une phase de densité nulle et d'une phase homogène de densité vraie μ (ce qui est valable pour les noirs de carbone étudiés), p étant la proportion de plein, on aura :

$$\mu_0 = p\,\mu \frac{P(0)}{\mu_0} = \frac{p(1-p)\,\mu^2}{p\,\mu} = (1-p)\,\mu.$$

D'où $\mu = \mu_0 + \frac{P(0)}{\mu_0}$, ce qui peut servir soit à une mesure de μ (donc p) soit à une vérification si on connaît μ par ailleurs (méthode de Porod pour éliminer les mesures absolues d'intensité diffusée).

Par ailleurs $-\frac{P'(0)}{\mu_0} = \left(\frac{\mu}{4\mu_0}\right) S$ où S est en $\frac{(\text{Å})^2}{(\text{Å})^3}$.

Soit

$$S_{m^2/g} = 10\,000 \frac{4}{\mu^2}\left[-\frac{P'(0)}{\mu_0}\right].$$

On peut cette fois si l'on veut prendre pour μ la valeur tirée de $P(0)$ au lieu de la valeur connue par ailleurs, de sorte que la méthode fournit une mesure de S complètement indépendante.

2) Les deux autres grandeurs typiques ne s'interprètent que dans un modèle plus spécifié. Il est préférable de considérer plutôt les trois rapports :

$$\frac{J(0)}{Q(0)}, \qquad \frac{Q(0)}{P(0)}, \qquad -\frac{P(0)}{P'(0)}$$

(qui sont chacun caractéristiques de l'échelle de structure). Par exemple on peut prendre le modèle des sphères diluées :

$$\frac{J(0)}{Q(0)} = \frac{4\pi}{15}\frac{\text{moy } D^5}{\text{moy } D^4} \qquad \frac{Q(0)}{P(0)} = \frac{3}{4}\frac{\text{moy } D^4}{\text{moy } D^3}$$

$$\frac{P(0)}{-P'(0)} = \frac{2}{3}\frac{\text{moy } D^3}{\text{moy } D^2}.$$

Dans le cas présent, il y a lieu de prendre un modèle tenant compte de la concentration. Pour cela, on pourrait affecter les formules précédentes d'un facteur dépendant de p de la même façon que pour un système de sphères identiques « dures » en « équilibre thermodynamique » (voir dans le tableau récapitulatif le début du développement en p de ces facteurs). Mais pour un système de grains tassés, la tendance à l'agglutination joue en sens inverse du facteur concentration sur $J(0)$ et $Q(0)$. Nous avons donc conservé les deux premières formules et remplacé la troisième par la formule (exacte dans tous les cas) :

$$\frac{P(0)}{-P'(0)} = \frac{2}{3}\frac{\text{moy } D^3}{\text{moy } D^2}(1-p).$$

Voici le tableau des résultats finalement obtenus :

Noir de carbone examiné	a_m	μ_0	μ	S (avec $\mu = 2$)	$\frac{\text{moy } D^5}{\text{moy } D^4}$	$\frac{\text{moy } D^4}{\text{moy } D^3}$	$\frac{\text{moy } D^3}{\text{moy } D^2}$
—	—	—	—	—	—	—	—
Witcot 32	3,7	0,7	2,2	140 m²/g	350 Å	270 Å	250 Å
Witcot Super	5,1	0,6	2,6	550 m²/g	96 Å	80 Å	75 Å
Continex S. R. F.	3,9	0,86	2,05	45 m²/g	760 Å	670 Å	630 Å
A. M. P. C.	4,3	0,58	1,95	82 m²/g	520 Å	360 Å	350 Å
Vulcan	4,9	0,54	2,2	80 m²/g	700 Å	440 Å	400 Å
Monarch	5,4	0,40	1,78	150 m²/g	320 Å	200 Å	170 Å

Les valeurs indiquées sont basées sur l'extrapolation à épaisseur nulle, lorsqu'il y a variation régulière en fonction de l'épaisseur. On constate que c'est en général la valeur la plus satisfaisante (on élimine ainsi un certain nombre de causes d'erreur). Les 3 valeurs de diamètre moyen se classent dans l'ordre normal.

La méthode proposée par Luzzati pour déterminer S (étude du comportement de $Q(t)$ au voisinage de $t = 0$) ou une méthode analogue portant

sur $P_0(r)$ apparaît sans avantage réel sur la méthode directe basée sur l'allure asymptotique de l'intensité. L'allure de $Q(t)$ dépend fortement de l'extrapolation adoptée pour l'intensité diffusée. Les résultats obtenus montrent que même si la zone en $1/x^3$ n'est pas très nette, la valeur du produit $\mathcal{J}.x^3$ dans la zone extrême fournit une valeur satisfaisante pour S. Ceci peut s'expliquer par le fait d'une perturbation de la loi de diffusion par des irrégularités de la surface ou la présence de très petits grains. A mesure que l'on considère des angles de plus en plus grands, on peut dire que $\mathcal{J}.x^3$ correspond à la surface spécifique à une échelle de plus en plus fine.

Conclusion générale. — Les substances hétérogènes diffusent les rayons X selon des lois angulaires qui sont reliées de façon rigoureuse mais complexe à la structure de ces substances. Il s'avère cependant possible de déterminer à partir des diagrammes des grandeurs ayant une signification physique tout à fait utile, surtout si l'on réussit à effectuer des mesures absolues d'intensité (c'est-à-dire rapportées au flux total transmis). La principale de ces grandeurs semble être la surface (ou interface) spécifique ; la suivante étant la porosité. Leur intérêt vient de leur validité pour une classe étendue de structures (celles qui comportent une phase pleine homogène et une phase vide). En outre divers diamètres moyens (analogues mais différents du rayon de giration) peuvent être reliés à différentes définitions de la largeur du faisceau diffusé.

La précision des résultats obtenus n'est pas parfaite. Elle nous semble toutefois dès maintenant suffisante pour que la diffusion centrale des rayons X mérite d'être mise en concurrence avec les méthodes physico-chimiques traditionnelles.

ANNEXE : CORRECTIONS DE COLLIMATION

Dans l'exposé systématique de la théorie [1], nous avons été amenés à considérer deux cas idéaux pour les conditions de collimation : d'une part la focalisation ponctuelle, d'autre part la focalisation sur un segment rectiligne infiniment long et étroit. Pour l'application pratique, il est intéressant d'envisager d'autres cas. Certains auteurs ont étudié la façon dont on pouvait restituer la véritable loi de diffusion $I(s)$ à partir de la répartition en intensité obtenue sous diverses conditions de collimation ; mais la complication des calculs à effectuer a rendu ces tentatives inutilisables. Nous reprenons ici cette question, en limitant notre intention à la détermination directe des principales grandeurs typiques, ce qui nous permettra d'atteindre des résultats plus aisés à mettre en œuvre.

Problème général posé. — Soit $I(s)$ la loi de diffusion pour un faisceau direct ponctuel, et considérons les trois grandeurs typiques suivantes :

$$A = \int_0^\infty I(s)\,ds$$

$$B = \int_0^\infty sI(s)\,ds$$

$$C = \int_0^\infty s^2\,I(s)\,ds.$$

Supposons que nous ayons réalisé un diagramme de diffusion avec un faisceau direct dont l'intensité soit répartie selon la densité $h(x, y)$ dans le plan d'enregistrement. L'intensité diffusée sera donnée par l'expression :

$$I_h(x', y') = \iint h(x, y)\,I(\mathrm{MM'})\,dx\,dy$$

où

$$\mathrm{MM'} = \sqrt{(x'-x)^2 + (y'-y)^2}.$$

Comment déterminer A, B, C directement à partir de $I_h(x', y')$?

En outre, supposant que $I(s)$ décroisse asymptotiquement comme K/s^4 pour les grandes valeurs de K, comment se comporte asymptotiquement I_h et comment déterminer au mieux K ?

En général, $h(x, y)$ est symétrique par rapport aux deux axes Ox et Oy et I_h ne sera connue que le long d'un axe (Ox).

On connaît déjà la solution de ce problème dans le cas particulier où $h(x, y)$ est une densité uniforme, concentrée sur l'axe Oy (densité 1 par unité de longueur). C'est le cas « J » ; si :

$$J(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\sqrt{x^2 + t^2})\,dt.$$

On a :

$$A = \frac{1}{2}\,J(0)$$

$$B = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty J(x)\,dx$$

$$C = \frac{1}{2}\int_0^\infty J(x)\,dx$$

$$J(x) \sim \frac{\pi}{2}\frac{K}{x^3}.$$

D'une façon générale le problème du comportement asymptotique est différent (et plus simple) de celui des trois grandeurs A, B, C ; il sera toujours traité à part.

Nous ne traiterons ici que deux cas particuliers, qui présentent un intérêt pratique manifeste.

Cas du faisceau infiniment long, et d'intensité uniforme sur une certaine largeur. — Ce cas permet d'étudier l'influence de l'élargissement du faisceau direct. On le traitera à partir de $J(x)$. On a en effet dans ce cas :

$$J_a(x) = \frac{1}{2a}\int_{-2}^{+a} J(x+s)\,ds.$$

Par dérivation

$$J_a'(x) = \frac{1}{2a}[J(x+a) - J(x-a)],$$

d'où l'inversion :

$$J(x) = -2a[J_a'(x+a) + J_a'(x+3a) + J_a'(x+5a) + \dots]$$

D'où :

$$A = -a[J_a'(a) + J_a'(3a) + J_a'(5a) + \dots]$$

$$B = -\frac{2a}{\pi}\left[\int_0^\infty J_a'(x+a)\,dx + \int_0^\infty J_a'(x+3a)\,dx + \dots\right]$$
$$= \frac{2a}{\pi}[J_a(a) + J_a(3a) + J_a(5a) + \dots]$$

$$C = -a\left[\int_0^\infty xJ_a'(x+a)\,dx + \int^\infty xJ_a'(x+3a)\,dx + \dots\right]$$
$$= a\left[\int_0^\infty J_a(x+a)\,dx + \int_0^\infty J_a(x+3a)\,dx + \dots\right]$$
$$= \frac{1}{2}\int_0^\infty U_a(x)\,J_a(x)\,dx.$$

$U_a(x)$ étant une f nction en escalier égale à 0 entre 0 et a, à $2a$, entre a et $3a$, à $4a$ entre $3a$ et $5a$, etc... (donc égale en moyenne à x).

Enfin

$$J_a(x) \sim \frac{\pi}{a}\frac{K}{4a}\left[\frac{1}{(x-a)^2} - \frac{1}{(x+a)^2}\right] = \frac{\pi}{2}\frac{K}{x^3}\frac{1}{(1-a^2/x^2)^2}.$$

On voit que A, B, C ne font intervenir les valeurs de $J_a(x)$ que pour $x \geqslant a$, c'est-à-dire en dehors du faisceau direct.

Il est évident que l'on obtiendrait encore la valeur de B en multipliant $\frac{a}{\pi}$ par la somme des valeurs de $J_a(x)$ pour une autre série de valeurs de x allant de $-\infty$ à $+\infty$ et équidistants d'intervalle $2a$; par exemple :

$$B = \frac{2a}{\pi}\left[\frac{1}{2}J_a(0) + J_a(2a) + J_a(4a) + \dots\right]$$

On a encore :

$$B = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty J_a(x)\,dx.$$

Cas du faisceau infiniment étroit, mais de longueur limitée. — Il arrive parfois, lorsque la diffusion est assez étalée (structures fines) que la longueur de focalisation du faisceau direct soit insuffisante pour qu'on puisse appliquer valablement les formules relatives au segment infiniment long. On pourrait se ramener à l'autre cas limite (faisceau ponctuel) en réduisant la hauteur des fentes, mais ce serait au prix d'une diminution de l'intensité totale, non souhaitable dans un cas où justement la diffusion est déjà peu intense. C'est ce qui fait l'intérêt pratique des formules qui suivent. Le problème a déjà été envisagé par Porod [8], dont nous reprenons la méthode.

Ce cas s'intègre dans le cas plus général où le faisceau direct est linéaire, infiniment étroit, mais avec une intensité non uniforme : cette intensité étant une fonction $f(y)$ de la cote (ici $f = 1$ dans un certain intervalle, $-b$, $+b$ et $f = 0$ à l'extérieur de cet intervalle).

Soit

$$I_f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\,I(\sqrt{x^2+t^2})\,dt.$$

Porod montre qu'on peut alors restituer la fonction I si l'on détermine au préalable une fonction satisfaisant pour tout r positif à :

$$\frac{1}{\pi}\int_0^\pi f(r\cos\theta)\,g(r\sin\theta)\,d\theta = 1. \qquad (a)$$

En effet calculons :

$$K(s) = \int_0^{+\infty} I_f(\sqrt{s^2+u^2})\,g(u)\,du$$
$$= \int_0^{+\infty} g(u)\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\,I(\sqrt{s^2+u^2+t^2})\,dt\,du.$$

En passant en coordonnées polaires r, θ et en intégrant par rapport à θ :

$$K(s) = \pi\int_0^\infty I(\sqrt{s^2+r^2})\,r\,dr = \pi\int_s^\infty zI(z)\,dz.$$

D'où

$$I(s) = -\frac{1}{\pi s}\frac{d}{ds}K(s).$$

En particulier pour $s = 0$, $K(0) = \pi B$. D'où :

$$B = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty I_f(x)\,g(x)\,dx.$$

D'autre part :

$$C = \int_0^\infty s^2 I(s)\,ds = -\frac{1}{\pi}\int_0^\infty sK'(s)\,ds = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty K(s)\,ds$$
$$= \frac{1}{\pi}\int_0^{+\infty}\int^{+\infty} I_f(\sqrt{s^2+u^2})\,g(u)\,du\,ds$$
$$C = \frac{1}{2}\int_0^\infty xI_f(x)\,h(x)\,dx$$

où l'on a posé :

$$h(r) = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi g(r\sin\theta)\,d\theta. \qquad (b)$$

On peut démontrer enfin :

$$A = -\frac{1}{2}\int_0^\infty I_f'(x)\,h(x)\,dx, \quad \text{ou :}$$

$$A = \frac{1}{2}I_f(0).h(0) + \frac{1}{2}\int_0^\infty I_f(x).h'(x)\,dx.$$

Nous allons déterminer parallèlement les fonctions de pondération g et h. En remplaçant dans (a)

et (b) r par $r \sin \varphi$, en multipliant par $\sin \varphi \, d\varphi$ et en intégrant de 0 à π, on aboutit à :

$$\int_0^\pi f(r \cos \theta)\, h(r \sin \theta) \sin \theta \, d\theta = 2 \qquad (c)$$

$$\int_0^\pi h(r \sin \theta) \sin \theta \, d\theta = \frac{2}{r} \int_0^r g(u)\, du. \qquad (d)$$

En soustrayant (a) de (b) et (c) de (d) :

$$h(r) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_0^\pi g(r \sin \theta)\, [1 - f(r \cos \theta)]\, d\theta \qquad (e)$$

$$\frac{1}{r} \int_0^\pi g(u)\, du = 1 + \frac{1}{2} \int_0 h(r \sin \theta)\, [1 - f(r \cos \theta)] \sin \theta \, d\theta. \qquad (f)$$

Par dérivation on peut remplacer (f) par :

$$g(r) = 1 + \frac{r}{2} \int_0^\pi h'(r \sin \theta)\, [1 - f(r \cos \theta)]\, d\theta + \frac{h(0)}{2} [2 - f(r) - f(-r)]. \qquad (f')$$

La fonction $1 - f$ est nulle entre $-b$ et b (et égale à 1 ailleurs). Il en résulte que les expressions (e) et (f) ou (f′) fournissent les valeurs de $h(r)$ et $g(r)$ entre $b\sqrt{n}$ et $b\sqrt{n+1}$ lorsqu'on connaît déjà leurs valeurs jusqu'à $b\sqrt{n}$.

On trouve ainsi, de proche en proche (en posant $r/b = x$) :

1) Pour

$$0 < x < 1 \quad g(x) = 1 \qquad h(x) = 1 \quad h'(x) = 0.$$

2) Pour

$$1 < x < \sqrt{2} \qquad g(x) = 2$$

$$h(x) = 1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,cos} \frac{1}{x} \qquad h'(x) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{x\sqrt{x^2 - 1}}.$$

3) Pour

$$\sqrt{2} < x < \sqrt{3} \qquad g(x) = 2 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,cos} \frac{1}{x^2 - 1}$$

$$h(x) = 3 \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,cos} \frac{1}{x} \qquad h'(x) = 3\, \frac{2}{\pi} \frac{1}{x\sqrt{x^2 - 1}}.$$

4) Pour

$$\sqrt{3} < x < \sqrt{4} \qquad g(x) = 4 \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,cos} \frac{1}{x^2 - 1}$$

$$h'(x) = 3 \cdot \frac{2}{\pi} \frac{1}{x\sqrt{x^2 - 1}} \left[1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{arc\,cos} \frac{1}{x^2 - 2}\right].$$

Ensuite

$$g(x) \sim \frac{\pi}{2}, \quad h(x) \sim x, \quad h'(x) \sim 1.$$

Enfin le comportement asymptotique est donné par :

$$I_f(x) = \frac{K}{x^3} \left[\frac{x}{1 + x^2} + \operatorname{arc\,cotg} x\right] = \frac{\pi}{2} \frac{K}{x^3} \varphi(x).$$

Application numérique. — On peut tabuler une fois pour toutes et mettre en graphique les fonctions $g(x)$, $h(x)$, $h'(x)$ et $\varphi(x)$. (Nous ne reproduisons pas les résultats pour ne pas allonger davantage ce texte. Au delà de $x = 2$, les approximations asymptotiques suffisent pour g et h.)

On voit que :

1) pour obtenir B et C, on utilisera les mêmes formules que dans le cas d'un faisceau infiniment long, à ceci près qu'on introduit dans les intégrales à partir de $x = b$ un facteur correctif égal respectivement à $g(x/b)$ et $h(x/b)$;

2) pour obtenir A, on rajoute à la quantité $(1/2)\, I_f(0)$, une intégrale de I_f pondérée par $(1/2)\, h'(x/b)$, commençant à partir de $x = b$;

3) pour étudier le comportement asymptotique, on se ramène au « cas J » en divisant les intensités mesurées aux grands angles par $\varphi(x/b)$.

D'autres cas précis pourraient être résolus de façon analogue.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Soulé (J. L.), La détermination des surfaces et des interfaces spécifiques par diffusion centrale du rayonnement X. I. Fondements théoriques. *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, suppl. au n° 7 (juillet), 90 A-102 A.

[2] Guinier (A.), La diffraction des rayons X aux très petits angles : application à l'étude de phénomènes ultramicroscopiques. *Ann. Physique*, 1939, **12**, 162-237.

[3] Guinier (A.) et Fournet (G.), Small angle scattering of X-Rays. Édit. : New York, London, John Wiley and Sons, Chapman and Hall, 1955, 268 p.
Guinier (A.), Théorie et technique de la radiocristallographie. Édit. : Paris, Dunod, 1956, 736 p.

[4] Lambert (M.) et Guinier (A.), Sur l'élargissement d'un faisceau de rayons X par traversée d'une matière hétérogène. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 420-425.

[5] Porod (G.), Die Röntgenkleinwinkelstreuung von dichtgepackten kolloiden Systemen. *Koll. Z.*, 1951, **124**, n° 2, 83-114.

[6] Debye (P.), Anderson (H. R.) et Bromberger (H.), Scattering by an inhomogeneous solid. II. The correlation function and its application. *J. Appl. Physics*, 1957, **28**, n° 6, 679-683.

[7] Luzzati (V.), Diffusion centrale multiple des rayons X par la matière hétérogène. I. Étude théorique. *Acta cryst.*, 1957, **10**, n° 10, 643-648.
Baro (R.) et Luzzati (V.), Diffusion centrale multiple des rayons X par la matière hétérogène. II. Quelques vérifications expérimentales. *Acta cryst.*, 1959, **12**, n° 2, 144-148.

[8] Kratky (O.), Porod (G.) et Kahovec (L.), Einige Neuerungen in der Technik und Auswertung von Röntgen-Kleinwinkelmessungen. *Z. Elektr.*, 1951, **55**, n° 1, 53-59.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 153 A.

ÉTUDE DU MINIMUM DE CONDUCTIBILITÉ VERS 30°-40° C DES LIQUIDES ISOLANTS A HOMOCHARGES A TEMPÉRATURE ORDINAIRE (1) (CHAMPS CONTINUS MOYENS INFÉRIEURS A 2 KILOVOLTS PAR CENTIMÈTRE)

Par R. GUIZONNIER et Mlle C. THOMAS,

Résumé. — Certains liquides isolants (à homocharges) ont un minimum de conductibilité vers 30°-40 °C. Au delà du minimum, le liquide obéit à la loi : $i_0 = A\,e^{-W/kT}$ des liquides à hétérocharges ($W = 0{,}41$ eV). Le minimum disparaît quand les électrodes sont vernies ou traitées par un mélange oxydant. Cas où le liquide est réchauffé à partir d'une température inférieure à 0°. Explication des phénomènes par la présence de l'eau dans le liquide isolant.

Abstract. — Some insulating liquids (producing homocharges) have a minimum conductivity towards 30°-40 °C. Past this minimum the liquid obeys the law of the liquids producing heterocharges ($W = 0.41$ eV)

$$i_0 = A\,e^{-W/kT}.$$

The minimum disappears, when the electrodes are varnished or treated with an oxidizing mixture.

Case when the liquid is heated from a temperature below 0°. These phenomena can be explained by the presence of water in the insulating liquid.

Objet de cette étude. — Dans le cas d'un liquide à hétérocharges, lorsque la température varie, de la température ambiante, jusqu'à environ 70°C température qui n'a pas été dépassée, par crainte de modifier la nature du liquide, la valeur du courant initial i_0, obtenue à chaque température, dès l'application de la différence de potentiel suit la loi :

$$i_0 = A\,e^{-W/kT}$$

où k est la constante de Boltzmann, A une constante qui dépend du liquide utilisé, et, quelle que soit la nature du liquide à hétérocharges $W = 0{,}41$ électron-volt. Cette valeur commune à tous les liquides à hétérocharges, a conduit à penser que la conductibilité est due à des particules de même nature qui sont vraisemblablement des particules d'eau [1].

Dans le cas des liquides à homocharges, l'influence de la température sur la valeur du courant initial a paru jusqu'ici, beaucoup plus complexe. Au sujet de ces liquides, les courbes $i_0 = f(t)$ peuvent avoir un minimum vers 30°-40 °C, mais ce minimum n'a pas toujours été rencontré. Les courbes données par Stannet [2] relatives à l'huile pour transformateurs B 30, montrent un maximum de résistivité vers 40 °C, pouvant se déplacer à mesure que le liquide vient humide jusque vers 60 °C.

Le mémoire actuel est une étude systématique de l'influence de la température sur la conductibilité des liquides à homocharges et en particulier, des conditions dans lesquelles se produit le minimum vers 30°-40 °C.

Détails expérimentaux. — Nous avons étudié les trois liquides qui ont été indiqués dans des mémoires précédents, comme étant, à température ordinaire, des liquides à homocharges : l'huile pour transformateurs Diala 902 (désignée huile B dans certains de nos comptes rendus), l'huile de paraffine, l'huile de silicone 200 centistokes. Ces huiles ont été mises en expérience, soit dès leur sortie d'usine, soit après humidification en présence d'une atmosphère saturée de vapeur d'eau, soit après dessication partielle, obtenue en plaçant le récipient qui contient le liquide, dans une enceinte close renfermant un corps desséchant (P_2O_5).

Les courants, très faibles, ont été mesurés par la méthode qui a toujours été utilisée dans nos précédents travaux [3]. Les électrodes étaient en cuivre nickelé, de dimensions 50 × 60 mm, distantes de 4 mm ; avant leur utilisation, elles étaient nettoyées dans un détergent, lavées à l'eau distillée, séchées, rincées à l'alcool absolu, enfin portées un certains temps à l'étuve. Le liquide à étudier se trouvait contenu dans une cuve de verre, elle-même placée à l'intérieur d'une enceinte en verre, hermétiquement close, dont le couvercle en plexiglass ne

(1) Un liquide isolant, est à hétérocharges, à une température donnée, si, lorsqu'il est soumis à une différence de potentiel continue, la courbe de répartition des potentiels dans le liquide montre qu'il s'est rassemblé, auprès de chaque électrode, des particules de signe contraire à celui de cette électrode [tétrachlorure de carbone, benzène, sulfure de carbone, certaines huiles pour transformateur (T.40)]. Si la courbe de répartition des potentiels montre qu'il se forme, à partir de l'électrode qui n'est pas au sol, des particules de même signe que cette électrode, le liquide est, à la température considérée, à homocharges. [Huile de paraffine, huile de silicone 200 C. Certaines huiles pour transformateurs (Diala 902).] (Voir *Revue générale d'électricité*, août 1954, pp. 489-500.)

laissait passer que le thermomètre et les bornes d'arrivée et de sortie du courant ; le réservoir du thermomètre était maintenu auprès d'une électrode, à l'extérieur du volume soumis au champ électrique ; afin d'élever lentement la température du liquide, le tout était placé dans une étuve à thermostat.

Description des courbes obtenues. — COURBES MONTRANT UN MINIMUM DE CONDUCTIBILITÉ VERS 30°-40°. — *Huile Diala* 902 (B) Figure I. — L'huile est très humide. En ce cas, une différence de potentiel de l'ordre d'une centaine de volts

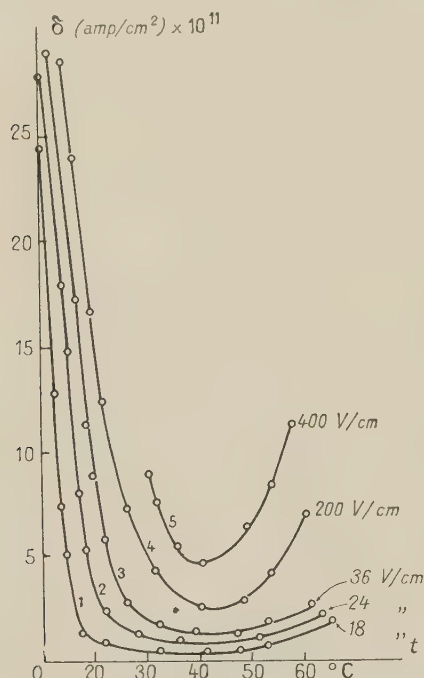


FIG. I. — Huile pour transformateurs Diala 902, très humide ; 1, 2, 3 premier échantillon ; 4 et 5 deuxième échantillon ; en ordonnées, densité de courant δ_0 amp/cm² × 10^{11} ; en abscisses, températures centigrades.

produit un courant variant constamment et rapidement, de façon désordonnée. Aussi, pour obtenir une valeur stable de courant a-t-il fallu opérer avec des différences de potentiel relativement faibles. Les courbes 1, 2, 3 et les courbes 4 et 5, se rapportent respectivement à deux échantillons différents. Le minimum vers 40° est très marqué.

Figure II. — Liquide moyennement humide, obtenu en maintenant le précédent pendant 2 heures dans une atmosphère constamment desséchée par P_2O_5. Un minimum vers 35°, se déplaçant, quand la différence de potentiel appliquée croît, lentement vers 40 °C, est nettement marqué.

Figure III. — L'huile est bien desséchée, le minimum vers 35° tend à devenir un palier, la

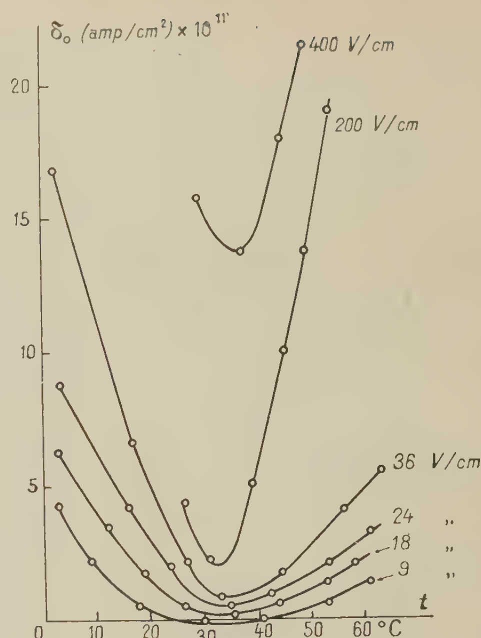


FIG. II. — Huile Diala 902, moyennement humide.

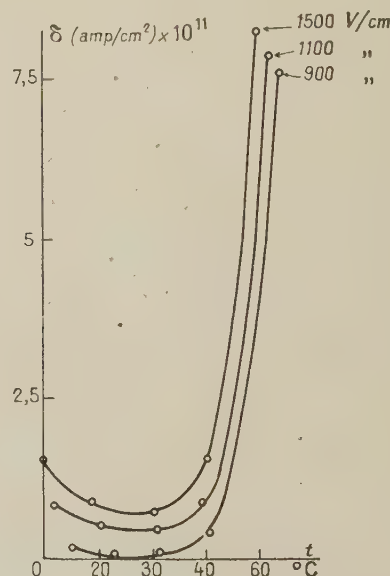


FIG. III. — Huile Diala 902, peu humide.

branche montante de la courbe, au delà de 35 °C, est très accusée ; le minimum tend à disparaître.

Huile de paraffine. — Les courbes obtenues sont, dans les mêmes conditions, tout à fait analogues à celles qui concernent l'huile Diala 902. Quand le liquide est très humide, le minimum tend à se déplacer vers 60° ; quand il est très sec, vers 20°.

Huile de silicone 200 *centistokes.* — Ce produit est difficile à humidifier. Des échantillons, main-

tenus longtemps en présence d'une atmosphère humide, ont conduit à des courbes analogues aux courbes de la figure III, mais de 15° à 35°, il s'agit d'un palier, suivi à partir de 35° d'une brusque montée de la courbe.

Courbes n'ayant pas de minimum. — Ce sont des courbes obtenues à partir de liquides très desséchés. C'est ce type de courbe que montre la figure IV, obtenue à partir d'une huile de silicone

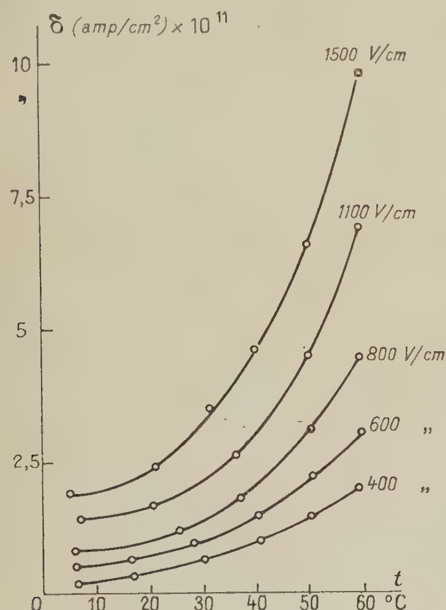


Fig. IV. — Huile de silicone 200 centistokes, sortie d'usine.

200 C. S. sortie d'usine. L'huile Diala 902, très desséchée, a conduit à des courbes de ce type. Stannet, en faisant passer à travers du papier filtre, l'huile qui avait donner une courbe ayant un minimum vers 30°-40 °C, ce qui a retenu une grande partie de l'humidité de l'huile, a alors obtenu, à partir de l'huile filtrée, une courbe analogue à celles de la figure IV.

Au dela de 30°-40 °C le liquide est a hétérocharges. — Si, à partir des courbes concernant des liquides peu humides : figure IV dans le cas de l'huile de silicone et figures analogues, non données ici, pour l'huile Diala 902, et l'huile sèche étudiée par Stannet, on porte en ordonnées log i_0, en abscisses $1/T$ inverse de la température absolue, on obtient les courbes de la figure V, marquées respectivement par les lettres S, D et T. Au delà de 30°-40 °C, il s'agit de droites, sensiblement parallèles entre elles, correspondant à des équations du type

$$i_0 = A\,e^{-W/kT}.$$

Les valeurs de W sont, respectivement pour les courbes S, D, T, 0,404, 0,415 et 0,420 eV ; il s'agit donc de liquides à hétérocharges. D'après l'étude de la répartition des potentiels, il a déjà été indiqué [4] que vers 40 °C les liquides, à homocharges, à température ordinaire, deviennent liquides à

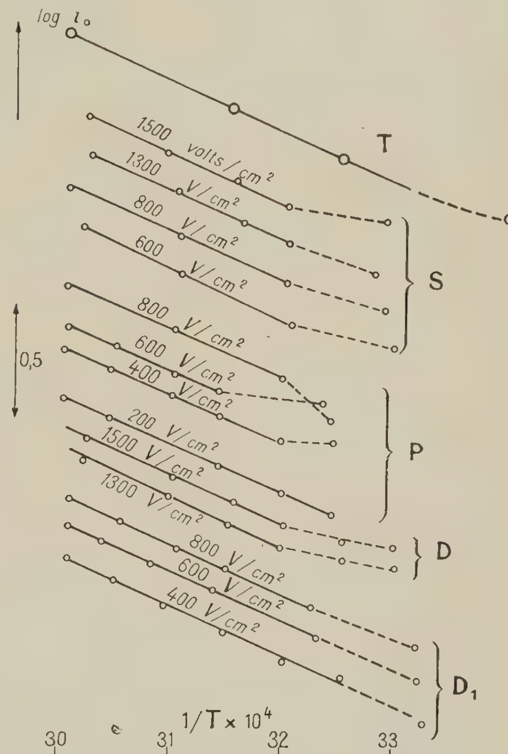


Fig. V. — En ordonnées log i_0 ; en abscisses, inverse de la température absolue ; S : huile de silicone, D : huile Diala 902, P : huile de paraffine, T : huile B 30 (d'après Stannet). D_1 : huile Diala 902, électrodes vernies.

hétérocharges, ce qui est conforme aux résultats que nous venons d'obtenir.

Considérons maintenant les courbes concernant des liquides moyennement humides, analogues aux courbes de la figure II, ou se rapportant à des liquides peu humides, analogues aux courbes de la figure III. En n'utilisant que les données au delà de 40°, nous devrions encore retrouver, en construisant les graphiques log $i_0 = f(1/T)$, des droites ayant la pente de celles du graphique IV. Cependant, seules sont satisfaisantes en ce sens, les courbes se rapportant à l'huile de paraffine, comparables aux courbes 2 de la figure II, on en déduit les droites P de la figure V dont la pente correspond à une valeur de W égale à 0,413 eV. Nous pensons que si dans les autres cas, nous n'avons pas obtenu un tel résultat, c'est peut-être parce que nous avons fait croître la température trop rapidement (en une heure environ la température croissait de la température ambiante à 60°). Ainsi, la température a pu dépasser 40°, sans que la

modification des particules conductrices, faisant évoluer le liquide à homocharges, à l'état du liquide à hétérocharges, ait eu le temps de se produire totalement, ce qui ne fausse pas l'allure générale des courbes, mais ne permet pas de tirer de leur tracé des conclusions quantitatives satisfaisantes. Néanmoins, si, pour une température donnée, supérieure à 40 °C, nous déduisons, des courbes de la figure II et des courbes analogues, non figurées ici, concernant l'huile de paraffine et l'huile de silicone, les courbes $i_0 = f(V)$ V étant la tension appliquée, nous trouvons bien qu'il s'agit de droites, comme il convient pour les liquides à hétérocharges suffisamment humides [5]. Tandis qu'en opérant sur les données obtenues avant 40°, on trouve pour une même température $i_0 = kV^2$ qui correspond bien aux homocharges.

Suppression du minimum par modification de la surface des électrodes. — Dans toutes les expériences décrites jusqu'ici, les électrodes sont, comme nous l'avons déjà dit, en cuivre nickelé.

Électrodes vernies. — L'huile Diala 902, moyennement humide, nous a conduits aux courbes de la figure II ; si nous prenons un nouvel échantillon de la même huile moyennement humide et si nous utilisons des électrodes en cuivre nickelé, recouvertes d'une mince couche de vernis à la gomme laque, nous obtenons des courbes analogues à celles de la figure IV dont nous déduisons les droites marquées D_1 sur la figure V ; la pente de ces droites est telle que $W = 0{,}410$ eV.

Il a pu être déduit d'études antérieures [6], que les homocharges provenaient d'une action directe des électrodes sur des particules — certainement les particules d'eau — contenues dans le liquide étudié, et il a été montré (résultats non encore publiés), par l'étude de la répartition des potentiels, que si l'on utilise des électrodes vernies, la couche de vernis, isolante, empêchant entre les électrodes et le liquide, un bon contact électrique, nécessaire pour la production d'homocharges, il ne se forme plus effectivement d'homocharges et le courant devient très faible. Dans le cas qui nous occupe, en mettant en expérience des électrodes vernies, nous avons ainsi supprimé, sur la courbe, avant 30°, la branche descendante due aux homocharges, d'où l'explication de l'obtention d'une courbe sans minimum.

Électrodes de platine, traitées par un mélange oxydant. — Si nous prenons un nouvel échantillon du liquide qui conduit aux courbes de la figure II, et si nous utilisons des électrodes de platine, nous obtenons encore des courbes ayant un minimum vers 30°-40°. Mais si les électrodes de platine sont traitées par un mélange oxydant (acide sulfurique concentré et permanganate de potassium à chaud), puis lavées et passées à la flamme du chalumeau, nous obtenons alors, toujours avec un échantillon de même liquide, des courbes sans minimum analogues à celles de la figure IV. On ne pourra tenter une explication que lorsqu'on aura fait une étude complète de l'influence des électrodes. Nous retiendrons donc comme un fait d'expérience, que l'utilisation d'électrodes de platine, traitées par un mélange oxydant, comme dans le cas d'électrodes vernies, supprime ou atténue beaucoup la formation d'homocharges.

Cas où l'élévation de température est produite à partir d'une température inférieure à 0°. — Courbes obtenues. — Dans le cas d'électrodes en cuivre nickelé ou en platine, quand on réchauffe le liquide à partir d'une température inférieure à 0 °C, dès zéro degré, le courant monte brusquement pouvant atteindre plusieurs dizaines de fois, la valeur très faible, qu'il avait avant zéro degré, puis après un maximum vers 10° ou 20°, le courant descend rapidement vers le minimum habituel vers 30°-40 °C. Mais si les électrodes de platine sont traitées par un mélange oxydant ($SO_4H_2 + MnO_4K$) les courbes $i_0 = f(t)$ obtenues pendant le réchauffement, à partir d'une température inférieure à 0 °C, deviennent régulières [7], ayant vers zéro degré un changement de pente ou un palier très net, ce qui a confirmé notre idée que c'est l'eau qui constitue les particules conductrices.

Interprétation. — Considérons le premier cas, électrodes de cuivre nickelé ou de platine. Puisqu'au-dessous de zéro degré, le courant est très faible, il faut penser que les particules d'eau, à l'état de glace, disséminées dans le milieu isolant, sont peu conductrices. Lorsque ces dernières passent à l'état liquide, comme il s'agit de liquides à homocharges, le courant va devenir, légèrement au-dessus de zéro degré, comme le montre le début des courbes 1 et 2 de la figure I, relativement intense. La courbe $i_0 = f(t)$ doit donc indiquer, quand la température s'élève et franchit zéro degré, la brusque montée de la conductibilité, puis la température continuant à croître, la diminution, jusqu'au minimum vers 30°-40 °C, habituel pour un liquide à homocharges humide. D'où le maximum vers 10°-20 °C, inattendu, très intense dans le cas des liquides très humides.

Quand on utilise des électrodes de platine, traitées par un mélange oxydant, on supprime pratiquement, nous l'avons vu, la formation des homocharges et ainsi, également, la brusque montée de la courbe, après zéro degré, due aux homocharges : les courbes sont alors régulières, marquant parfois un léger maximum vers 15 °C : ce sont celles qui ont fait l'objet du compte rendu

déjà indiqué, montrant l'existence d'un palier ou d'un changement de pente vers zéro degré.

CAS DES LIQUIDES, A HÉTÉROCHARGES, A TEMPÉRATURE ORDINAIRE. — Nous savons qu'un liquide à hétérocharges à température ordinaire, quand il est refroidi au-dessus de zéro degré, devient liquide à homocharges [4] et quand on le réchauffe au-dessus de zéro degré, reste tel un certain temps. Quand on réchauffe un tel liquide à partir d'une température, inférieure à zéro degré, on doit donc obtenir comme dans le cas d'un liquide à homocharges, le maximum vers 10°-20 °C que nous

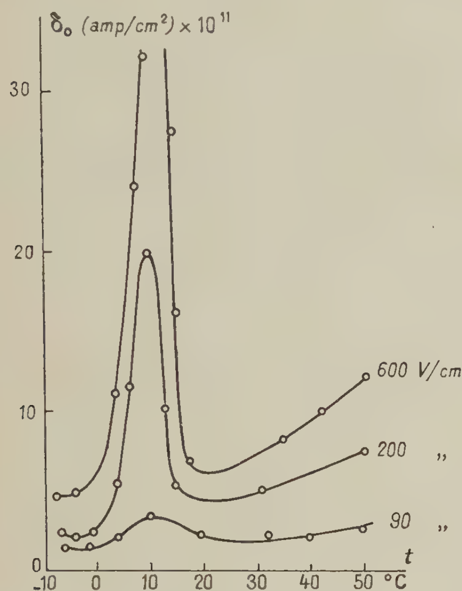


FIG. VI. — Tétrachlorure de carbone, refroidi au-dessous de 0 °C, puis réchauffé ; existence d'un maximum vers 10 °C-15 °C.

venons d'expliquer. C'est bien ce que montre l'expérience. La courbe VI se rapporte au tétrachlorure de carbone.

Le changement du type de conductibilité vers 30°-40° est certainement dû à la présence de l'eau. — Stannet a expliqué le minimum de conductibilité vers 30°-40 °C, de l'huile pour transformateurs qu'il a étudiée, par la présence de l'eau. Avant que la température ne s'élève à 30°-40 °C, l'eau est à l'état de particules, disséminées dans le liquide, qui, après attraction électrostatique de ces dernières, se chargent sur les électrodes, d'où la loi $i_0 = kV^2$. Mais Stannet pense qu'après 30°-40 °C l'eau s'est dissoute et qu'ainsi, elle ne contribue plus à la conductibilité, qui est alors due aux impuretés que contient le liquide isolant, et qui, lorsque la température s'élève, croît du fait que le coefficient de viscosité diminue [2].

Les résultats obtenus en ce mémoire portent bien à penser qu'il ne doit pas en être ainsi, puisque, après 30°-40 °C, nous trouvons pour tous les liquides, un même loi, celle qui convient aux liquides à hétérocharges avec une valeur numérique commune $W = 0{,}41$ eV, valeur que nous avons déjà attribuée dans l'étude des liquides à hétérocharges à la présence de l'eau. Une conductibilité due à des impuretés ne peut ainsi conduire à une valeur numérique commune à tous les liquides. Ainsi, dans le cas des champs relativement faibles que nous utilisons (inférieurs à 2 kilovolts/cm), après comme avant 30°-40 °C, c'est l'eau qui est toujours la cause de la conductibilité.

Ce changement dans le mode de conductibilité semble bien être confirmé par le fait que l'eau vers 30°-40 °C change de structure. En effet, M. Magat [8] en étudiant les variations du spectre Raman de l'eau liquide avec la température, a constaté que les bandes intermoléculaires situées dans l'intervalle 500 à 700 cm^{-1} disparaissent assez subitement vers 40 °C, et il a pensé que ce changement dans les propriétés de l'eau, à cette température, est lié à la transformation de librations, ou oscillations des molécules autour de la direction d'énergie minimum, en rotations, ce qui entraîne un changement considérable de forces d'interactions moléculaires. Dans un article intitulé « Sur un changement des propriétés de l'eau vers 40 °C » [9] ce même auteur a rassemblé tous les phénomènes qui manifestent un changement des propriétés de l'eau vers 40 °C, les résultats étant obtenus à partir de divers mémoires : minimum de compressibilité de l'eau vers 40 °C, variations avec la température de l'indice de réfraction de l'eau, pour la raie D, accusant un point anguleux vers 37 °C ; irrégularité de la courbe de variation de la dérivée seconde de la viscosité en fonction de la température, entre 35° et 45 °C ; chaleur moléculaire C_p de l'eau passant par un minimum vers 35 °C ; solubilité de l'eau dans divers corps non polaires en fonction de la température, montrant un changement de pente ou un minimum vers 35°-40 °C ; diffraction des rayons X par l'eau à différentes températures, indiquant la disparition d'un maximum vers 40 °C.

Nous pensons que le minimum, vers 30°-40 °C, de nos courbes de conductibilité, doit être considéré comme une confirmation nouvelle du changement de propriétés de l'eau vers cet intervalle de température.

La conductibilité des liquides à homocharges, entre la température ambiante et le minimum vers 30°-40 °C est attribuée, nous l'avons déjà dit, au fait que ces liquides, en ces conditions, contiennent de l'eau surtout à l'état de gouttelettes qui, attirées électrostatiquement par les électrodes, s'électrisent au contact de ces dernières. Il faut penser que les liquides à hétérocharges qui n'ont pas un tel mode de conductibilité, n'ont pas ten-

dance à maintenir en grande proportion, l'eau à l'état de gouttelettes. Cette propriété qui semble spécifique des liquides à homocharges, est peut-être due au fait que ces derniers sont, de beaucoup, à température égale, les plus visqueux et sont constitués par des corps ayant de faibles affinités chimiques (paraffines, silicones).

Conclusion. — La courbe de variation du courant initial i_0, en fonction de la température, pour un liquide à homocharges (huile de paraffine, de silicone 200 C, Diala 902), moyennement humide, a un minimum vers 30°-40° ; si le liquide est très humide, la partie descendante, avant le minimum, est très accentuée ; à mesure que le liquide devient de plus en plus sec, la partie ascendante après le minimum s'accentue, et le minimum tend à être supprimé.

Après 30°-40 °C le liquide est à hétérocharges. Il suit en effet la loi $i_0 = A\, e^{-W/kT}$ où $W = 0{,}41$ eV.

L'expérience montre que, si on utilise des électrodes vernies ou de platine traitées par un mélange oxydant, on supprime la formation des homocharges, le minimum disparaît, on a constamment à faire à des hétérocharges même avant 30 °C.

Si l'on réchauffe un liquide à homocharges, humide, à partir d'une température, inférieure à 0°, avant 0 °C, la conductibilité est très faible, mais dès que les particules de glace deviennent des particules d'eau, elle croît beaucoup, car un liquide à homocharges, humide, est toujours, à des températures légèrement supérieures à 0 °C, très conducteur, puis le minimum vers 30°-40 °C tend à se réaliser et la courbe, montant immédiatement après 0 °C pour redescendre vers 30°-40° a un maximum vers 15°-20 °C, d'autant plus élevé que le liquide est plus humide.

Les liquides à hétérocharges refroidis au-dessous de zéro degré, puis réchauffés, restant un certain temps même au-dessus de 0 °C liquides à homocharges, on retrouve, à leur sujet, en ce cas, les courbes que nous venons de décrire au sujet des liquides à homocharges. Si l'on vernit les électrodes, on supprime les homocharges, et le maximum vers 15°-20 °C disparaît.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Guizonnier (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 670-672.
[2] Stannet (A. W.), *British J. applied physics*, 1951, **2**, 110-114.
[3] Guizonnier (R.), Étude de la conductibilité des huiles isolantes. *Rev. Gén. Electr.*, 1953, **62**, n° 5, 247.
[4] Guizonnier (R.), Influence de la température sur la répartition des potentiels dans les liquides isolants, soumis à une différence de potentiel constante. *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2023-2025.
[5] Guizonnier (R.), Étude des charges spatiales, *loc. cit.*
[6] Guizonnier (R.), Étude des charges spatiales, p. 378, *loc. cit.*
[7] Guizonnier (R.), Bouygard (Mlle A. M.) et Besson (C.), Conductibilité électrique des liquides isolants au voisinage de 0 °C. *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **245**, 1397-1398.
[8] Magat (M.), *J. Physique Rad.*, 1934, **6**, 347.
[9] Magat (M.), *J. Physique Rad.*, 1935, **7**, 179.

SENSIBILITÉ ET FIDÉLITÉ DES OSCILLATEURS AUTODYNE EN SPECTROSCOPIE HERTZIENNE

Par MAURICE BUYLE-BODIN,
Laboratoire d'Électrostatique et Physique du Métal (C. N. R. S.),
Laboratoire de Radioélectricité de la Faculté des Sciences, Grenoble.

Résumé. — L'étude du niveau d'oscillation d'un oscillateur H. F. soumis à l'action d'une absorption d'énergie dans le circuit oscillant, absorption modulée en basse fréquence, montre que l'oscillateur réagit de la même façon qu'un circuit basse fréquence sélectif. L'amortissement de ce circuit dépend du niveau d'oscillation.

On en déduit que les oscillateurs « autodynes » utilisés pour la visualisation directe en spectroscopie hertzienne ne peuvent pas être fidèles alors que l'on peut atteindre à volonté leur sensibilité maximum.

Un oscillateur est décrit avec la discussion des formes de courbes de résonance qu'il fournit.

Abstract. — The computing of the level of oscillation for an h. f. oscillator, in which there is a modulated absorption of energy, shows that this oscillator acts like a selective low frequency circuit ; damping in this circuit depends on the level of oscillation.

It is found that an " autodyne " oscillator when used to display directly the resonance lines in microwave spectroscopy cannot have a good fidelity when adjusted for maximum sensitivity.

An oscillator is described and the patterns of the resonance lines obtained are discussed.

Parmi les procédés de détection des résonances paramagnétiques électroniques et nucléaires il faut faire une large place à l'emploi des oscillateurs entretenus (« autodynes ») et des oscillateurs découpés (« superréaction »). Malgré leur sensibilité, ces derniers ont été souvent abandonnés au profit des premiers auxquels on attribue traditionnellement l'avantage de la fidélité. Nous allons montrer que pour un emploi en observation directe, avec un balayage supérieur à la largeur de la résonance, les montages d'oscillateur autodynes peuvent être rendus sensibles mais ne sont jamais fidèles et nous attirons ensuite l'attention du lecteur sur la valeur des raies de résonance qu'il détecte avec ces montages.

Toutes les qualités (et défauts) de ces oscillateurs résidant dans la constante de temps du système stabilisateur de l'oscillation, nous allons d'abord rappeler quelques propriétés de l'oscillateur avec stabilisation sans constante de temps, puis avec deux types courants de stabilisation à constante de temps pour conclure sur les conséquences de l'emploi de ces montages en spectroscopie hertzienne.

I. Position du problème.

— Nous rappelons que, disposant d'un oscillateur à la fréquence cyclique ω_0, nous cherchons à détecter la variation de l'amplitude E des oscillations lors d'un passage à la résonance pour l'échantillon placé dans la « self » du circuit oscillant (C. O.) d'oscillateur. L'absorption d'énergie magnétique mise en jeu est si faible que la variation relative d'amplitude est extrêmement petite ; par suite nous pouvons lier l'amplitude $E = E_0(1 + \varepsilon)$ de l'oscillation à la conductivité de perte du circuit oscillant $G = G_0(1 + \gamma)$ en nous contentant d'étudier la relation entre ε et γ considérés très petits. Si χ'' est la susceptibilité d'absorption paramagnétique de l'échantillon on sait qu'alors $\gamma = - 4\pi\xi\chi''Q$ où ξ est le coefficient de remplissage de la self et Q son coefficient de surtension.

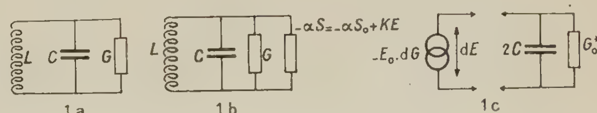


FIG. 1.

A la variation γ au cours du passage à la résonance nous pouvons lier un spectre en fréquence dont une fréquence quelconque Ω sera toujours très petite devant ω_0 la fréquence de l'oscillateur. La modulation d'amplitude ε sera donc de même fréquence Ω.

Pour suivre de plus près le problème qui nous intéresse ici nous avons pris l'absorption à la résonance comme source de modulation de l'amplitude d'oscillation, mais il est évident qu'on peut envisager tout autre type de modulation basse fréquence, telle que celle qui résulterait du battement de l'onde de l'oscillateur avec une onde extérieure de fréquence voisine ou celle qui provient des tensions induites dans les circuits par les bruits dus au C. O. et au tube de régénération.

II. Étude de l'oscillateur à stabilisation sans constante de temps. — *a*) Rappels sur les propriétés du circuit oscillant passif. — Soit un C. O. constitué par une inductance de facteur de qualité Q importante (couramment de 50 à 200) et d'un condensateur de pertes négligeables. On peut alors le représenter par le circuit parallèle (*fig.* 1*a*) qui sépare les termes réactifs L et C du terme de perte G. Dans ces conditions si ω_0 est la fréquence de résonance de ce circuit et $\omega = \omega_0 + \Omega$ une fréquence voisine, on sait que l'on a :

$$G_0 Q_0 = 1/L\omega_0 = C\omega_0 \text{ à } \omega = \omega_0$$

et pour impédance du circuit

$$Z = \frac{1}{G_0}\left[1 + 2j\frac{Q_0}{\omega_0}\Omega\right]^{-1} \quad \text{à} \quad \omega = \omega_0 + \Omega.$$

Ce circuit a donc une constante de temps :

$$\theta = 2Q_0/\omega_0 = 2C/G_0.$$

b) Cas d'un oscillateur sans constante de temps de stabilisation. — En parallèle sur le circuit précédent nous ajoutons une source de courant se comportant comme une conductance négative ; soit $-\alpha S$ cette conductance où S représente la pente d'un tube de régénération dans le cas le plus courant et α un taux de réaction (voir *fig.* 1*b*).

La stabilisation des oscillations proviendra d'une variation de S avec l'amplitude E des oscillations (ou le carré de l'amplitude dans le cas d'une détection quadratique).

Prenons une stabilisation liée à l'amplitude E (modulée à la pulsation Ω) ; nous dirons ultérieurement la modification à apporter pour une détection quadratique. Dès lors :

$$S = S_0 - kE$$

k étant un coefficient qui exprime le taux de stabilisation.

Soit e la tension alternative haute fréquence aux bornes du C. O. :

$$e = E\,e^{j\omega_0 t} = E_0.(1 + \varepsilon).e^{j\omega_0 t} = E_0(1 + |\varepsilon|\,e^{j(\Omega t+\varphi)}).e^{j\omega_0 t}.$$

L'équation d'équilibre du système oscillant s'écrit :

$$j\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right)e + (G - \alpha S_0 + \alpha k E)\,e = 0$$

où en faisant apparaître

$$G = G_0(1 + \gamma) \qquad E = E_0(1 + \varepsilon)$$
$$\omega = \omega_0 + \Omega \qquad K = \alpha k$$

on trouve

$$j\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right)(1 + \varepsilon) + (G_0 - \alpha S_0)(1 + \varepsilon) + G_0\gamma(1 + \varepsilon) + KE_0(1 + \varepsilon)^2 = 0.$$

Cette équation générale donne naturellement pour une modulation d'absorption nulle :

$$\gamma = 0 \qquad \varepsilon = 0 \qquad \Omega = 0 \qquad \omega = \omega_0$$

c'est-à-dire :

$$LC\,\omega_0^2 = 1 \quad \text{et} \quad kE_0 = \alpha S_0 - G_0.$$

En reportant ces valeurs et en négligeant les termes du second ordre, ainsi que Ω devant ω_0, on trouve pour les termes traduisant la composante de la modulation ε de pulsation Ω :

$$2jG_0Q_0\frac{\Omega}{\omega_0}\varepsilon + (G_0 - \alpha S_0)\varepsilon + G_0\gamma + 2KE_0\varepsilon = 0 \quad (1)$$

ou

$$\frac{\varepsilon}{\gamma} = -\frac{G_0}{\alpha S_0 - G_0}\left[1 + 2j\frac{Q_0 G_0}{\alpha S_0 - G_0}\cdot\frac{\Omega}{\omega_0}\right]^{-1}.$$

Cette relation exprime la modulation d'amplitude ε résultant de la modulation d'absorption γ selon une relation semblable à l'impédance d'un C. O. passif. L'oscillateur se comporte donc comme un C. O. de facteur de qualité Q_0^* apparent

$$Q_0^* = \frac{Q_0 G_0}{\alpha S_0 - G_0} = \frac{1}{L\omega_0}\frac{1}{\alpha S_0 - G_0} = \frac{1}{L\omega_0}\cdot\frac{1}{G_0^*}.$$

si on désigne par G_0^* une conductance d'amortissement apparente telle que :

$$G_0^* = \alpha S_0 - G_0 = KE_0 = G_0.Q_0/Q_0^*.$$

Dans ce cas la sensibilité de l'oscillateur sera exprimée par :

$$\varepsilon/\gamma = -(G_0/G_0^*)\,[1 + j\tau_0\Omega]^{-1} \quad (2)$$

si on attribue à ce circuit basse fréquence une constante de temps τ_0 telle que

$$\tau_0 = 2Q_0^*/\omega_0 = 2C/G_0^*.$$

Si on se souvient que $\varepsilon = \mathrm{d}e/e_0 = \mathrm{d}E/E_0$ et

$\gamma = \mathrm{d}G/G_0$ l'expression plus haut s'écrit alors :

$$\mathrm{d}E/(-E_0\,\mathrm{d}G) = (1/G_0^*).1/(1 + j\tau_0\,\Omega)$$

qui montre bien le comportement de l'oscillateur en tant que circuit basse fréquence, comportement résumé dans la figure 1*c* où il était évident que devait apparaître la source de courant ($-E_0\,\mathrm{d}G$) due à l'absorption, mais dans laquelle nous avons pu introduire un terme d'amortissement G_0^* fonction des paramètres de l'oscillateur.

Remarquons que si on avait utilisé une détection quadratique dans le circuit de stabilisation on aurait encore trouvé des relations semblables aux précédentes mais avec cette fois :

$$G_0^* = \alpha S_0 - G_0 = KE_0^2 \text{ et } Q_0^* = Q_0\,G_0/2\,G_0^*$$

ce qui n'altère guère les propriétés de l'oscillateur. Nous supposerons donc toujours une stabilisation du type kE.

c) Conséquences. — La relation (1) exprime bien qu'un oscillateur possède les mêmes propriétés de bande passante qu'un C. O. passif à condition de lui affecter pour conductance d'amortissement G_0^*. Ce résultat a été déjà obtenu par une autre voie par H. Hasenjäger [1] qui en déduisait les propriétés sélectives autour de la fréquence zéro d'un oscillateur haute fréquence employé en amplificateur basse fréquence.

On remarque en particulier l'étroitesse de la bande passante au voisinage de l'accrochage ($G_0^* = \alpha S_0 - G_0 \to 0$ et $Q_0^* \to \infty$) jointe à une grande sensibilité théorique de l'oscillateur. L'expérience montre que c'est un fort mauvais fonctionnement pour la détection des résonances car seules les composantes très basses fréquences du signal se manifestent au milieu d'un bruit basse fréquence très important (dû au bruit de scintillation des cathodes tout particulièrement).

Dans tous les cas la courbe ε obtenue est partiellement la dérivée par rapport au temps de la courbe d'absorption théorique γ et sa forme dépend donc de la vitesse de passage sur la résonance. Une réponse correcte ne peut être approchée qu'au prix d'une forte perte de sensibilité en s'éloignant du point d'accrochage (Q_0^* devient alors très faible mais il en est de même de $1/G_0^*$ donc de ε/γ).

III. Étude de l'oscillateur avec stabilisation à constante de temps. — *a*) Deux types de stabilisation a constantes de temps. — Rappelons d'abord que dans les oscillateurs utilisés on désire éviter tout amortissement supplémentaire du C. O. lors de l'adjonction du tube pris souvent entre grille et masse. On opère donc sans courant grille et, pour la stabilisation on utilise quelquefois un circuit de contre-réaction à partir d'un détecteur séparé [2] mais plus généralement on compte sur la détection cathodyne. Celle-ci, utilisant la courbure de caractéristique du tube provoque le recul du potentiel de grille par l'intermédiaire de la tension positive qui apparaît sur la résistance de cathode R_c (voir *fig.* 3). La démarche la plus courante des expérimentateurs a alors été d'éviter la contre-réaction de cathode (aux fréquences utiles pour décrire la raie) à l'aide de condensateurs de découplage C_c entre cathode et masse. Il en résultait toujours une amélioration importante du signal détecté mais parfois aussi des oscillations parasites. Il semble qu'on ait trop souvent négligé l'influence de cette amélioration sur le comportement de l'oscillateur en ne s'attachant qu'à son influence sur le fonctionnement du tube en tant qu'amplificateur basse fréquence. En effet R_c et C_c constituent la constante de temps du détecteur qui assure la stabilisation de l'oscillateur et si τ est la valeur de cette constante nous voyons que dans l'équation (1) il faut introduire le terme :

$$K = K_0\,1/(1 + j\tau\,\Omega)$$

exprimant qu'il s'agit d'une stabilisation par contre-réaction n'agissant que sur les basses fréquences. (Dans le cas envisagé cette stabilisation fait en réalité appel à un terme kE^2 mais comme dit précédemment, nous raisonnerons encore sur un terme kE.)

Par contre, Wang, dans un montage plus compliqué [3] avait proposé d'améliorer le rendement en opposant à la contre-réaction nécessaire à toute stabilisation d'oscillateur un terme de réaction s'appliquant pour les fréquences supérieures du spectre basse fréquence composant les raies de résonance. Son idée était de sensibiliser l'oscillateur dans le domaine des fréquences utiles et de parfaire le signal en ajustant cette réaction pour une zone de fréquence convenable. Nous renvoyons le lecteur à l'article de Wang pour y trouver le détail du montage [4] et la justification de sa réalisation.

Négligeons le raffinement consistant en la sélectivité de la réaction (facultatif dans son montage) et prenons pour ce type de stabilisation par réaction vers les hautes fréquences une relation de la forme :

$$K = K_0\left(1 - a\,\frac{j\,\tau\Omega}{1 + j\,\tau\Omega}\right).$$

On remarque immédiatement que cette expression donne pour K une valeur intermédiaire entre K_0 (sans constante de temps) et celle exprimée plus haut (pour $a = 1$). Ce montage, malgré sa difficulté de mise au point, possède donc les mêmes propriétés que celui décrit auparavant et il nous suffit d'étudier le premier cas simple proposé.

b) Expression de la sensibilité. — Introduisons la valeur de $K = K_0 . \frac{1}{1 + j\tau\Omega}$ dans l'expression tirée de (1)

$$\varepsilon/\gamma = - G_0/G_0^* \left[- 1 + 2 \frac{KE_0}{G_0^*} + j \tau_0 \Omega \right]^{-1}$$

en se souvenant que $K_0 E_0 = G_0^*$.

Il vient :

$$\frac{\varepsilon}{\gamma} = - \frac{G_0}{G_0^*} . \frac{1 + j \tau\Omega}{1 - \tau\tau_0 \Omega^2 + j\Omega(\tau_0 - \tau)} . \tag{3}$$

On trouve alors que l'oscillateur se comporte en basse fréquence Ω pour une modulation d'absorption γ comme un circuit résonant bouchon d'après le rôle prépondérant du dénominateur de l'expression ci-dessus. A ce circuit bouchon nous pouvons immédiatement affecter :

comme terme réactif : $1 - \tau\tau_0 \Omega^2$ au lieu de : $A \frac{d^2}{dt^2} + 1$;

comme terme actif (amortissement) : $j\Omega(\tau_0 - \tau)$ en lieu de : $B \frac{d}{dt}$.

c) Forme des signaux que l'on doit observer — La réponse ε de ce circuit à une sollicitation γ sera donc celle d'un circuit bouchon auquel on peut attribuer :

une fréquence propre (pour $\tau_0 - \tau \to 0$) : $\Omega_0 = 1/\tau$;

un amortissement critique pour τ_0 valant $\tau_{0c} \# 6\tau$.

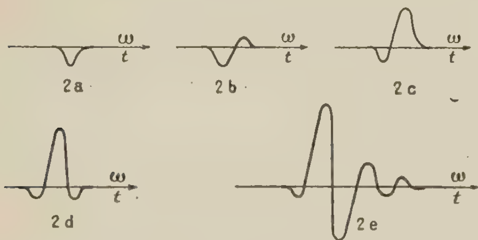


Fig. 2.

Le comportement ε de l'oscillateur après un passage par la résonance γ rappellera donc celui du mouvement d'un galvanomètre balistique après une impulsion ou d'un système pendulaire mécanique après un choc. On connaît [5] théoriquement et expérimentalement le mouvement après un tel choc et il est inutile d'en développer ici l'aspect mathématique. Il suffit de rappeler que l'excitation sera maximum si l'impulsion d'origine a pour composante principale dans son spectre de fréquence un terme à la fréquence de résonance du système pendulaire. Dans le cas d'une excitation due au passage par une résonance d'absorption (impulsion) il faut que la durée de celle-ci soit voisine de la demi-période du système oscillant. On peut donc prévoir la suite des figures 2 pour un passage à travers la résonance choisi de durée convenable :

a) résonance théorique ;

b) résonance observée avec une stabilisation sans constante de temps ou avec une stabilisation à constante de temps mais grand amortissement ($\tau_0 - \tau$ très grand) ;

c) cas de l'amortissement critique ;

d) cas traditionnel utilisé à cause de sa symétrie : le pic central (positif) a été parfois pris pour la courbe de résonance alors que celle-ci ne serait qu'une partie du premier pic négatif.

La sensibilité apparente du système serait évidemment accrue selon l'équation (3) :

e) le passage à la résonance provoquerait l'apparition d'une oscillation basse fréquence.

Enfin, réduire encore l'amortissement $\tau_0 - \tau$ amènerait une oscillation basse fréquence spontanée du système.

d) Sensibilité en rapport signal/bruit. — Il est évident que la sélectivité basse fréquence du système (dû à ses propriétés de circuit résonnant) s'applique aussi aux excitations provenant du bruit. Il se produit donc une réduction du spectre de bruit autour de la fréquence Ω_0 de résonance de ce circuit résonnant en basse fréquence. En éliminant automatiquement les composantes très basses fréquences du bruit (les plus importantes et les plus gênantes) ce procédé améliore immédiatement le rapport signal/bruit. Il possède en outre l'avantage d'atténuer les ronflements de secteur et les tensions résultant du balayage de fréquence ou de champ magnétique (en général à 50 Hz) nécessaires pour visualiser les passages par la résonance,

Ces derniers avantages, joints à la sensibilité, expliquent pourquoi de nombreux expérimentateurs ont été instinctivement amenés à faire des observations en ajustant les réglages pour faire apparaître la figure 2*d*.

IV. **Vérifications expérimentales.** — *a*) Description de l'oscillateur employé. — Nous utilisons un type d'oscillateur traditionnel dont le schéma est représenté (*fig.* 3). Cependant nous allons justifier les raisons qui nous ont amené à utiliser ce montage en rappelant qu'il provient par modifications successives d'un oscillateur dérivé [6] de celui de Pound et Knight [2] utilisant une 6J6.

Le choix de ce montage réside tout d'abord dans le fait que l'on peut régler le taux de réaction (à l'aide du condensateur C_r) sans modifier profondément le point de fonctionnement choisi à

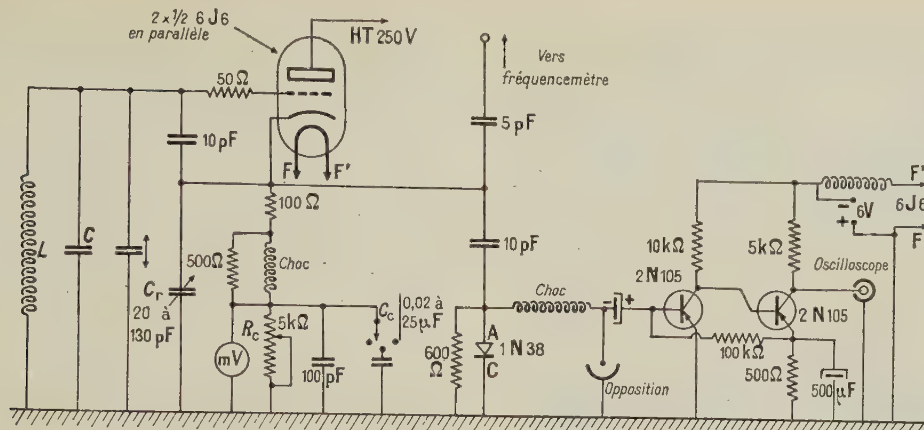


Fig. 3.

l'aide de la résistance d'autopolarisation de cathode R_c. Cette séparation des fonctions donne beaucoup de souplesse aux réglages et nous permet de choisir convenablement les points de fonctionnement pour l'application des propriétés de l'oscillateur étudiées plus haut.

La détection séparée, alors qu'elle n'est pas nécessaire car le système est autodétecteur (comme tout oscillateur autostabilisé) est destinée à n'extraire avec le signal que le bruit qui module l'oscillation HF et à éliminer le bruit direct du tube. La prise de tension HF faite sur la cathode (à basse impédance) facilite l'adaptation derrière la diode d'un amplificateur à transistors à faible impédance d'entrée [1]. De plus la prise sur la cathode de la tension à détecter n'amortit pas le circuit oscillant et procure un meilleure isolement vis-à-vis des tensions parasites que peut introduire le circuit de haute tension plaque. L'alimentation en continu du filament chauffant de la 6J6 constitue une source de tension pour l'amplificateur à transistors.

Enfin voyons pourquoi ce montage emploie une 6J6. Nous avons dit qu'il résultait d'un précédent oscillateur [6] dans lequel les deux éléments de la 6J6 fonctionnent en série. Une étude [7] sur ce type d'emploi des doubles triodes leur attribue une puissance de bruit double d'une seule triode ce qui est une sous-estimation importante alors que le gain n'est voisin que de celui d'une seule triode en montage conventionnel. Par contre le montage des deux triodes en parallèle, pour une puissance de bruit double d'une seule triode, double aussi le gain. La dernière combinaison assure donc par rapport à la première un gain théorique minimum de $\sqrt{2}$ pour le rapport signal/bruit en tension. La comparaison des deux montages avec la même 6J6 nous a confirmé un gain de sensibilité. L'idée générale serait d'envisager la régénération par n tubes en parallèle au lieu d'un seul ; à cause de la nature aléatoire du bruit, le gain théorique en rapport signal/bruit serait $\sqrt{n}$ [2]. On conçoit que ce n'est pas là la solution pour une amélioration radicale de la sensibilité des oscillateurs employés en spectroscopie hertzienne. Quant aux choix du tube assurant la meilleure sensibilité (signal-bruit) une étude récente [8] montre que ce n'est pas tant une question de type que de choix entre certaines unités aussi bien d'un type que d'un autre type voisin.

b) Vérification de la bande passante basse fréquence de l'oscillateur. — Nous avons pris comme tension basse fréquence induite dans l'oscillateur celle qui résulte simplement du battement d'une onde à fréquence fixe ω_0 avec celle de notre oscillateur modulé en fréquence sinusoïdalement autour de ω_0 à l'aide du condensateur vibrant (à 50 Hz) du circuit oscillant. Nous obtenons directement de la sorte une excitation à basse fréquence Ω variable.

Ayant fixé R_c et C_r de notre oscillateur pour un fonctionnement stable nous avons simplement modifié la valeur des condensateurs C_c agissant ainsi directement sur le temps τ. On remarque immédiatement sur les oscillogrammes de la figure 4 les points suivants :

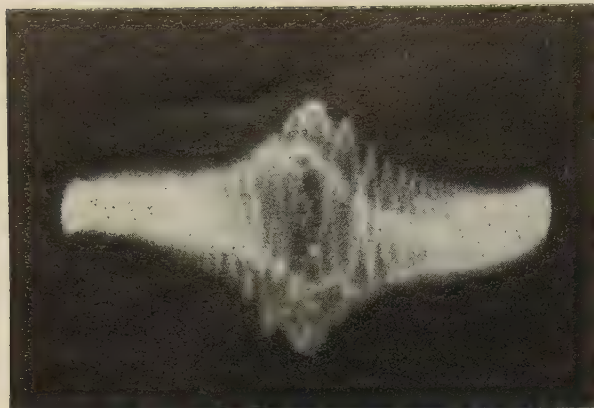
a) pour $C_c = 0$ (stabilisation sans constante de temps) l'enveloppe des battements reproduit la courbe de réponse de l'oscillateur autour de la fréquence $\Omega_0 = 0$;

b) pour C_c voisin de 1 μF, les enveloppes des battements montrent bien une résonance pour une fréquence Ω_0 très éloignée de zéro ;

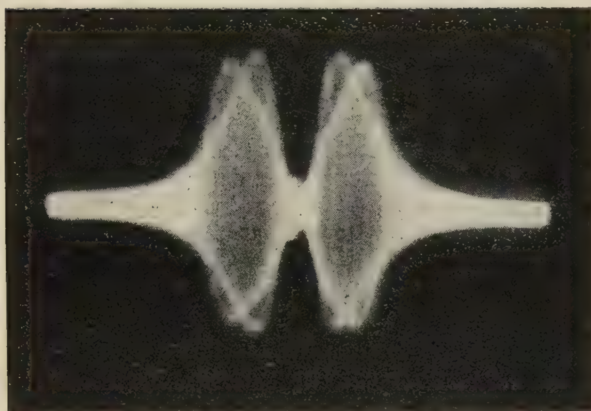
c) pour C_c supérieur à 10 μF, les enveloppes des battements se sont bien rapprochées de $\Omega = 0$ avec des résonances autour de Ω_0 proche de zéro.

(1) Cet amplificateur à transistors est une réalisation de Monsieur Carcenac de Torne.

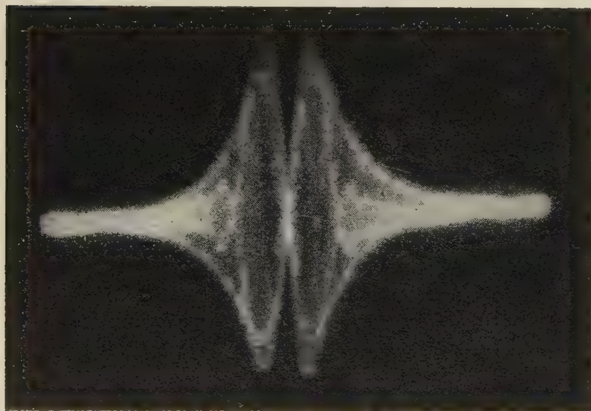
(2) Le Professeur Scrocco et le Docteur Buci (Pise) m'ont récemment signalé que le Professeur Gozzini leur avait proposé aussi cette solution au problème du bruit.



a



b



c

Fig. 4.

On distingue nettement la différence avec le cas a par la chute brusque de la réponse à $\Omega = 0$.

Dans les mêmes conditions pour R_c et C_c on peut accroître le taux de réaction, ce qui diminue τ_0 et désamortit le complexe résonnant en basse fréquence. On constate dans les trois cas précédents un renforcement du gain joint à une amélioration de la sélectivité. De même on constate que le bruit de fond prend une fréquence prépondérante jusqu'au moment où s'amorcent les oscillations basse fréquence.

Du point de vue pratique on conçoit qu'un tel oscillateur haute fréquence peut être utilisé comme amplificateur basse fréquence sélectif autour d'une fréquence Ω_0 facilement ajustable à l'aide de la constante de temps τ ; quant à la sélectivité d'un tel amplificateur elle se commande aisément par le taux de réaction de l'oscillateur HF. L'amplificateur sélectif proposé [1] pour le domaine des fréquences voisines de zéro convient donc à un emploi autour d'une fréquence Ω_0 quelconque pourvu que Ω_0 reste très petit devant ω_0,

c) Réponse a un signal de résonance. — Sur les vues de la figure 5 on retrouve bien les résultats prévus pour la réponse de l'oscillateur après le passage par une résonance (résonance quadrupolaire de ^{35}Cl du paradichlorobenzène à 34 MHz en balayage de fréquence).

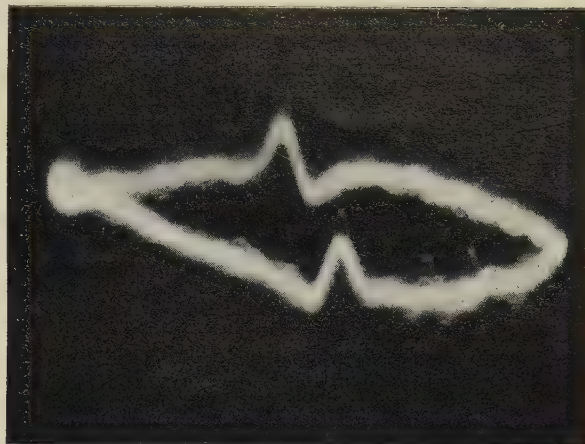
Les vues ont été prises en diminuant progressivement la valeur de la résistance de cathode R_c pour diminuer τ_0 et accroître le niveau d'oscillation E_0, la constante de temps τ étant assez peu perturbée dans cette opération. On obtient le même effet en fixant R_c et en modifiant le taux de réaction par le terme C_r. Pour toutes ces mesures on a pris τ assez important à l'aide d'un condensateur C_c de la dizaine de microfarads.

En plus des formes des courbes, il faut observer leur position sur les oscillogrammes. En effet le balayage horizontal de l'oscilloscope a été ajusté en phase avec le balayage de fréquence de l'oscillateur ainsi qu'on a pu le constater précédemment sur l'étude des battements avec un oscillateur extérieur. On remarque bien que les signaux de résonance réels se présentent en phase alors que les signaux apparents sont en retard sur les premiers dans le sens de déroulement du temps. De plus une étude de la conservation des phases dans la chaîne d'amplification confirme que les signaux d'absorption sont bien de polarité convenable.

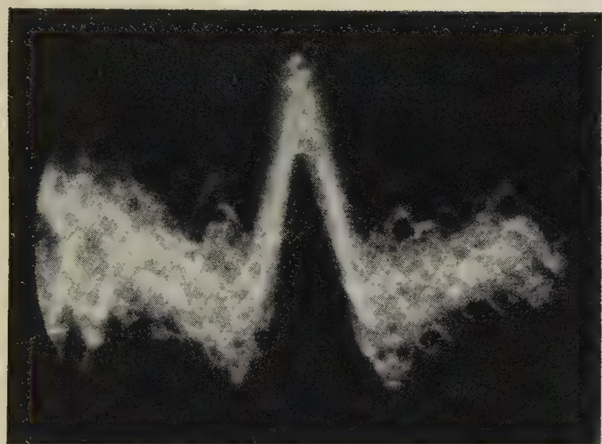
La comparaison avec les figures prévues élimine la nécessité d'introduire la dispersion due à la résonance (d'effet trop négligeable), pour justifier la forme des courbes qui apparaissent souvent en forme de dérivée d'absorption et que l'on a parfois soupçonnées d'être entachées de dispersion. Quant aux oscillations transitoires créées par la réponse de l'oscillateur à l'excitation de résonance on peut craindre qu'elles aient parfois été prises pour des effets transitoires de la résonance des spins lorsque



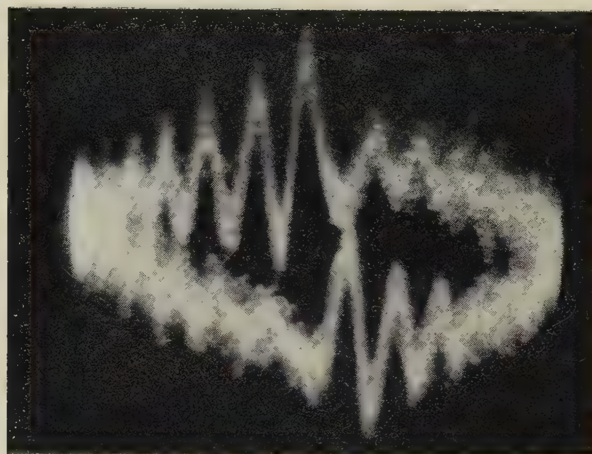
a



b



c



d

Fig. 5.

les expériences imposaient une sensibilité trop poussée.

Signalons que ces phénomènes se reproduisent parfaitement avec le même oscillateur non modulé en fréquence, le passage sur une résonance électronique (avec le D. P. P. H.) se faisant par le balayage alternatif d'un champ magnétique extérieur. Un oscillateur à transistors (2N247) fonctionnant vers les mêmes fréquences (34 MHz) nous a permis de réaliser les mêmes figures aussi bien pour une résonance électronique avec balayage par champ magnétique extérieur, que pour une résonance quadrupolaire avec balayage de fréquence de l'oscillateur d'épreuve.

V. **Conditions d'emploi des oscillateurs.** — *a*) Nécessité du montage lock-in pour la fidélité. — Le premier point à signaler est qu'un oscillateur autodyne utilisé pour l'étude des résonances en visualisation directe n'est jamais fidèle quant à la forme des courbes. Il ne le deviendrait à la limite qu'en réduisant sa sensibilité à une valeur dérisoire.

Rappelons alors que la fidélité du dispositif peut être reconstituée par un montage « lock-in » dont l'intérêt n'est pas tellement d'accroître la sensibilité mais uniquement la fidélité. En effet ce système utilise une modulation étroite de la fréquence (ou du champ), modulation très inférieure en largeur à celle de la raie de résonance. Une amplification sélective sur la seule fréquence de balayage donnera bien une réponse proportionnelle au signal et éliminera l'influence de la non linéarité de la réponse de l'oscillateur selon les fréquences Ω qui auparavant intervenaient toutes dans le dessin de la raie de résonance. Cependant on comprend

aisément que la phase de la tension de référence appliquée au détecteur synchrone dépendra fortement du réglage de l'oscillateur.

Nous ne saurions mieux confirmer ces dires qu'en signalant que des chercheurs japonais [9], après le calcul des seconds moments des raies d'absorption nucléaires quadrupolaires de ^{35}Cl dans ClO_3Na fournies par divers expérimentateurs, ont constaté l'accord des résultats pour les mesures faites au « lock-in ». Par contre les mesures sur les courbes de Wang s'avèrent sans lien avec les autres. Ceci n'est pas pour nous étonner, les courbes de résonance qu'il donne sont les courbes du type d de la figure 2, c'est-à-dire l'oscillation d'un circuit électrique après une impulsion (due à la résonance).

b) Intérêt de ce montage. — Cependant cet oscillateur employé en visualisation directe présente un intérêt incontestable car s'il n'est pas plus fidèle qu'un oscillateur à super-réaction il atteint une sensibilité équivalente sans présenter l'inconvénient de déployer tout un spectre de raies.

Les usages convenables de ce montage sont alors les suivants :

— recherche des raies de résonance avec une sensibilité acceptable et atténuation des ronflements parasites ;

— mesure de fréquences de résonance sans ambiguïté si on sait repérer le signal de résonance lui-même, origine du pic plus important qui a servi à le repérer ;

— étude de structures à plusieurs raies ou de structures Zeeman si les diverses raies sont distantes de plus de la largeur d'un pic de réponse de l'oscillateur ;

— comparaison de l'importance relative des raies car l'amplitude du pic est directement liée à l'amplitude du signal (en réalité de façon plus complexe à son aire) ;

— appréciation du temps de relaxation spin-réseau T_1 par l'évolution au cours du temps de l'amplitude du pic. De telles mesures sont grandement facilitées par un dispositif dans le genre de celui que nous avons décrit précédemment [10].

c) Réglages. — D'après la description du fonctionnement les conditions d'obtention de la sensibilité maximum sont faciles à obtenir. Dans le cas de l'oscillateur ici décrit on doit ajuster la réaction (C_r) de telle sorte que l'oscillation basse fréquence (avec C_c important) puisse se produire pour une valeur assez grande de la résistance R_c. Dans ces conditions le critère d'un bon fonctionnement réside dans le comportement de l'oscillateur à R_c décroissant. On doit observer successivement :

1) non oscillation haute fréquence ;

2) oscillation haute fréquence sans oscillation basse fréquence ;

3) apparition de l'oscillation basse fréquence ;

4) disparition de l'oscillation basse fréquence.

Au delà il subsiste l'oscillation haute fréquence mais entachée d'un bruit très important dû à la détection à cause de l'amortissement important du circuit oscillant.

Ayant déterminé cette succession de régimes de fonctionnement il suffit de faire retour en arrière (accroître R_c) pour se placer juste avant le point 3 où la sensibilité est maximum. Si le signal est suffisamment important on peut réduire ensuite le niveau d'oscillation pour éliminer tout risque d'oscillation basse fréquence parasite.

Bien entendu on doit ajuster la vitesse du balayage de fréquence ou de champ pour adapter la vitesse de passage sur la résonance à la fréquence propre du système oscillant basse fréquence. En général on a intérêt à finir les réglages pour l'obtention d'un pic symétrique (type *d*, *fig.* 2).

VI. Conclusions. — Nous avons présenté ici un aspect de l'oscillateur qui, à notre connaissance, n'a guère été mis en lumière surtout dans ses relations avec la spectroscopie hertzienne. Nous n'avons fait qu'aborder la question du choix du type d'oscillateur car ce point ne semble pas résolu et les différents montages proposés se présentent avec des qualités semblables quant à la sensibilité rapport signal/bruit. Il semble qu'on ne puisse espérer une amélioration substantielle en conservant les types d'oscillateurs traditionnels à régénération par tube.

Nous tenons enfin à remercier M. H. Hasenjäger dont le travail général sur les oscillateurs a provoqué la mise au point de cette étude.

Manuscrit reçu le 24 juillet 1959.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hasenjager (H. J.), *Onde Électrique*, 1958, **38**, 838.
[2] Pound (R. V.) et Knight (D. W.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 219.
[3] Wang (T. C.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 566.
[4] Reporté par Das (T. P.) et Hahn (E. L.), *Solid State Physic.*, Supp. n° 1 « Nuclear Quadrupol Spectroscopy », Academic Press, New York, 1958.
[5] Rocard (Y.), Dynamique générale des vibrations, Masson éd., Paris, 1959, chap. XI.
[6] Buyle-Bodin (M.), *Ann. Physique*, 1955, **10**, 533.
[7] Sziklai (C. G.) et Schroeder (A. C.), *Proc. IRE*, 1945, **33**, 701.
[8] Hasenjäger (H. J.), Thèse d'Ingénieur Docteur, Faculté des Sciences, Grenoble, 1958.
[9] Tokjiro Fuke et Yoshitaka Kôi, *J. Chem. Physics*, 1958, **29**, 973.
[10] Buyle-Bodin (M.) et Rosset (J.), *J. Physique Rad.*, suppl. n° 4, 1959, 32 A.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 12.
TOME 20, DÉCEMBRE 1959, PAGE 167 A.

TUBE SCELLÉ DE RADIOGRAPHIE ÉCLAIR 400 KILOVOLTS-200 JOULES

Par J. BERNARD et Mlle A. ROSSIGNOL,
Attachés aux Services Techniques de l'Armée.

Résumé. — Cet article relate l'étude et la mise au point d'un tube scellé de radiographie instantanée, à foyer fin, fonctionnant sous une tension de 400 kilovolts pour une énergie de 200 joules. Les méthodes d'enregistrement des courbes de la tension et de l'intensité et les méthodes de mesure de la durée de l'éclair de rayons X sont exposées dans cette note.

Abstract. — This paper describes the study and perfecting of a fine focus X-ray flash tube. Its normal operating voltage is 400 kV for an energy of 200 joules.
The methods used to record the curves of voltage and current and to measure the duration of X-ray flash are also given.

I. **Introduction.** — Les éclairs de rayons X permettent l'observation nette d'objets en mouvement rapide ou d'états physique transitoires, plus particulièrement dans des circonstances où les méthodes optiques ne peuvent être appliquées (phénomène caché par un matériau optiquement opaque, ou s'accompagnant d'un éclair lumineux suffisamment intense pour camoufler l'effet étudié).

La radiographie éclair, utilisant le classique générateur de choc, implique une émission de rayons X d'une durée de l'ordre de la microseconde ; donc pour avoir des résultats pratiques satisfaisants, il est nécessaire que l'éclair de rayons X soit extrêmement intense. Ces éclairs sont engendrés dans des tubes à vide poussé et à cathode froide, dans lesquels un arc d'émission de champ déclenché près de la cathode amorce une décharge électrique intense qui provoque une émission de rayons X à l'anode. Ces tubes sont le siège de courants de décharge atteignant des milliers d'ampères, sous des tensions de plusieurs centaines de kilovolts, conditions nécessaires pour avoir un rayonnement intense et pénétrant.

Les applications de la technique de l'éclair de rayons X sont multiples : balistique interne et balistique externe, étude de phénomènes explosifs, d'ondes de choc, recherche en médecine, radiographie de la décharge par étincelle à travers un diélectrique liquide et des arcs électriques à haute température, production d'images de diffraction de cristaux soumis à des contraintes dynamiques, etc...

Les deux principaux types de tubes de radiographie-éclair, sont les tubes dits « scellés » et les tubes dits « à vide entretenu ». Les premiers sont des tubes à vide très poussé. Ils conviennent bien pour des appareillages légers et facilement transportables (utilisation au champ de tir par exemple), mais ils ont une durée de vie relativement courte à cause de la métallisation de l'enveloppe de verre. Cette métallisation due au dépôt du métal arraché aux électrodes pendant la décharge entraîne la mort du tube, par la création d'un court-circuit se produisant en dehors du système d'électrodes. Les seconds, plus encombrants, à cause du système de pompage lié en permanence au tube, sont utilisés en général en laboratoire. Ils ont l'avantage de pouvoir être nettoyés lorsque la métallisation est assez avancée, car ils sont démontables. De plus, ils ont une durée de vie pratiquement illimitée car les électrodes peuvent être remplacées. Ils sont très adaptés à l'étude du mécanisme de la décharge, les paramètres propres de ces tubes étant facilement modifiables (pression, distance anode-cathode, forme des électrodes, etc...).

Cette étude a été entreprise par le Laboratoire Central de l'Armement, qui a effectué les essais et les mesures.
La construction des prototypes a été confiée à la Compagnie Générale de Radiologie.

Aperçu sur des travaux antérieurs. — Selon certains auteurs, la quantité de rayonnement émise par un tube scellé est, dans les mêmes conditions d'application d'environ 50 % plus élevée que celle d'un tube d'acier à pompe. En outre, la dispersion des intensités est plus importante pour ce dernier.

La durée des éclairs mesurée par la méthode oscillographique, dépendrait aussi de la pression du gaz dans le tube, et elle est plus faible pour un tube à vide moins extrême, par exemple pour un tube Siemens à vide entretenu. On aurait obtenu des durées d'éclairs variant entre 3.10^{-7} seconde pour des pressions voisines de celle entraînant la décharge spontanée, jusqu'à quelques microsecondes pour des pressions très faibles (10^{-6} mm de mercure) réalisées dans des tubes de verre scellés.

Ces résultats semblaient confirmer la théorie de Stenbeck et Fünfer, basée sur l'ionisation des gaz résiduels et la formation de plasma, au cours de la décharge.

Mais Flynn énonce une théorie nouvelle basée sur la production au voisinage de la cathode, d'un

jet de vapeur se mouvant à la vitesse de 10^6 cm/s vers l'anode. La durée de l'éclair et son intensité ne seraient plus alors influencées par la pression, lorsque celle-ci est inférieure à 10^{-3} mm de mercure. La durée de la décharge serait directement proportionnelle à la distance anode-cathode.

***

II. Description et fonctionnement d'un ensemble de radio-éclair. — DESCRIPTION DU SYSTÈME D'ÉLECTRODES DANS LE TUBE. — Une disposition des électrodes, très commode pour la construction et remarquable par la petitesse du foyer émissif obtenu, est schématisée ci-dessous :

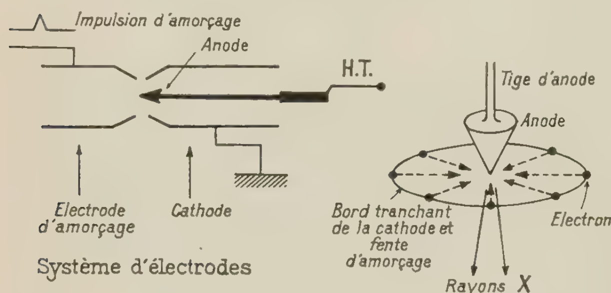


FIG. 1.

L'anode est un cône massif de tungstène. La cathode est constituée par un cylindre creux enveloppant l'anode et son support ; ce cylindre se termine du côté de la pointe de l'anode, par une partie en forme de tronc de cône creux à bord tranchant. Une électrode d'amorçage de forme identique à celle de la cathode est en vis-à-vis de cette dernière. L'électrode auxiliaire (ou d'amorçage) et la cathode sont séparées par un espace annulaire étroit, appelé fente d'amorçage. Dans ce système, les électrons, émis par la fente d'amorçage se dirigent vers la pointe de l'anode, dans un plan perpendiculaire à l'axe du cône, comme il est montré sur la figure ci-dessus. La direction principale d'émission de rayons X est celle de l'axe du cône, lorsque la haute tension appliquée reste inférieure à environ 600 kV. Cette forme de système d'électrodes assure une assez bonne focalisation statique. Mais, au cours du choc, le champ électrique est modifié par des charges d'espace importantes.

***

DESCRIPTION DU GÉNÉRATEUR DE HAUTE TENSION. — Ci-dessous le schéma de principe du générateur de choc que nous avons employé ; il a servi à alimenter un tube sous une tension impulsionnelle de 400 kV ; il délivre son énergie au tube en un temps de l'ordre de la microseconde.

Quatre condensateurs de 0,01 microfarad sont chargés en parallèle, à travers des résistances de charge, par un générateur de courant continu délivrant une tension positive de 100 kV. Ces condensateurs sont déchargés en série, par la mise en

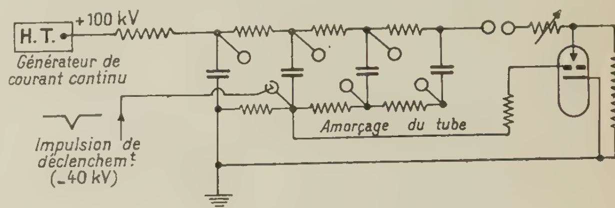


FIG. 2.

court-circuit des éclateurs reliant l'armature haute tension d'un condensateur à l'armature à la masse du condensateur suivant. L'énergie de choc délivrée par le circuit est donc de 200 J, sous une tension de 400 kV. La mise en court-circuit des éclateurs se fait par application d'une impulsion négative (— 40 kV) sur l'électrode d'amorçage du premier éclateur. Il se produit une étincelle dans la fente annulaire de l'électrode d'amorçage, avec création d'ions qui sont accélérés par la différence de potentiel régnant entre les deux boules de l'éclateur, et qui déclenchent ainsi l'arc électrique. L'impulsion utilisée pour l'amorçage étant négative, un effet de surtension se manifeste également favorisant la décharge dans l'éclateur.

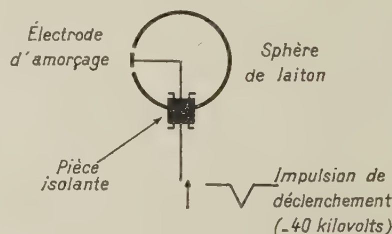


FIG. 3. — Schéma de l'électrode d'amorçage du 1er éclateur du générateur.

PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'ENSEMBLE TUBE-GÉNÉRATEUR DE CHOC. — L'éclateur terminal du circuit de Marx est relié à l'anode du tube. L'électrode auxiliaire du tube est reliée à travers une résistance à l'armature-masse du 2e condensateur. La cathode est reliée à l'armature-masse du 1er condensateur, qui est elle-même connectée directement à la terre de choc. On envoie l'impulsion de déclenchement sur l'électrode d'amorçage du 1er éclateur qui est mis en fonctionnement et crée une surtension instantanée sur les autres éclateurs ; ceux-ci fonctionnent à leur tour, fermant la boucle de décharge peu résistante. L'anode subit une tension impulsionnelle de 400 kV ; simultanément l'électrode auxiliaire du tube est portée à un potentiel de choc

de + 100 kV. Cette dernière étant très voisine de la cathode, le gradient de potentiel entre ces deux électrodes prend une valeur suffisante pour créer un courant électrique par décharge froide. Une partie des électrons émis par la cathode, les électrons secondaires émis par l'électrode auxiliaire et les électrons dus à l'ionisation du métal vaporisé vont alors se diriger vers l'anode dont le potentiel est très supérieur à celui de l'électrode d'amorçage, et déclencher ainsi la décharge productrice de rayons X.

Le mécanisme approfondi de la décharge n'est pas encore très bien connu. Les principales théories se rapprochant le plus des résultats expérimentaux sont : celle de Stenbeck et Fünfer, basée sur l'ionisation des gaz résiduels et la formation de plasma ; celle de Flynn, basée sur la création d'un jet de vapeur métallique au voisinage de la cathode ; jet de vapeur qui progresserait à la vitesse de 10^6 cm/s vers l'anode et d'où seraient extraits les électrons de décharge.

Si les résultats théoriques trouvés par Fünfer donnent des intensités environ vingt fois plus faibles que les valeurs expérimentales et des durées vingt fois plus grandes, les résultats de Flynn, tout en étant plus voisins des valeurs expérimentales, semblent donner un rôle trop prépondérant à l'électrode auxiliaire ; en effet, nous avons fait fonctionner le tube sans électrode auxiliaire et la décharge n'a pas été sensiblement modifiée, si ce n'est le retard avec lequel elle se produit.

***

III. **Projet et construction d'un tube scellé pour 400 kilovolts.** — Qualités recherchées. — L'utilité de la radiographie éclair est souvent limitée par une définition radiographique assez mauvaise, c'est-à-dire par un manque de netteté ou de clarté de détail sur le film. Aussi, nous nous sommes fixés comme but l'étude et la réalisation d'un tube scellé à cathode froide, fonctionnant sous 400 kV et 200 J et de foyer assez fin (moins de 3,5 mm de diamètre). Nous allons, tout d'abord, discuter de l'importance de la finesse du foyer.

Le flou géométrique est essentiellement lié à la dimension de l'image focale, comme l'exprime la relation suivante :

$$V_g = \frac{d}{D - d} F$$

V_g = flou géométrique ; D = distance anode-film ; d = distance objet-film ; F = grandeur maximum du foyer ; $\frac{d}{D-d}$ est appelé facteur de grossissement.

Pour avoir un flou géométrique acceptable, il est nécessaire que le facteur de grossissement soit faible, si la dimension du foyer n'est pas infiniment petite (condition très difficile à réaliser). Or la distance anode-film D est fixée par le rendement relativement faible du tube, et la distance objet-film d est fixée par les conditions d'expérience (radiographie de projectile, d'explosion, etc...). Le seul moyen pour réduire alors le flou géométrique est la limitation de la grandeur du foyer. Ainsi, si nous ne voulons pas un flou géométrique supérieur à 1 mm pour un grossissement de 0,3 par exemple, il faut comme dimension focale maximum :

$$F = 1 \times \frac{10}{3} \approx 3{,}3 \text{ mm.}$$

La définition radiographique est déterminée encore par deux autres facteurs : le flou dû au mouvement de l'objet et de son ombre portée sur le film (image radiographique) : pour un appareil présentant un temps de pose de l'ordre de la demi-microseconde (durée d'émission de rayons X pénétrants utiles) une vélocité de 2 000 m/s d'un point de l'image engendrerait un flou de 1 mm ; le flou dû au film et à l'écran renforçateur éventuel, variable entre 0,06 et 0,2 mm suivant la combinaison film-écran employée.

Nous voyons donc l'importance de la finesse du foyer, pour l'étude de phénomènes se déroulant à des vitesses de l'ordre du kilomètre à la seconde, avec un tube de temps de pose avoisinant la microseconde.

Ces considérations ont guidé notre choix de la limite supérieure de la dimension focale.

Mais une amélioration de la finesse du foyer, entraîne une diminution de la durée de vie du tube, la surface focale étant plus réduite et par conséquent plus rapidement détériorée, comme nous allons le voir dans ce qui suit. Il est nécessaire d'établir un compromis entre la finesse du foyer et la durée de vie, que nous voulons supérieure à cent éclairs de qualité constante, dans les conditions d'alimentation fixées : 400 kV et 200 J.

La durée de vie est limitée également par deux autres facteurs : le dépôt de tungstène vaporisé, sur les parois de verre, à l'intérieur du tube, finit par court-circuiter les électrodes ; le dépôt de tungstène qui recouvre la partie avant du tube réduit l'intensité du rayonnement utilisable.

Le premier effet est le plus important car il altère le champ électrique et entraîne le vieillissement puis la mort du tube par claquage interne. Le deuxième effet est plus progressif, plus lent et encore acceptable en général quand le claquage se produit.

Il arrive aussi parfois que, pendant une décharge, un point faible de l'enveloppe de verre soit lésé et cause une rentrée d'air. Ce risque peut être éliminé par une confection soigneuse de l'enveloppe.

La relation entre la chaleur dissipée et la température de l'anode est :

$$Q = \frac{1}{2} . A . T_m (\pi k c t)^{1/2}$$

où Q = chaleur en joules ;
T_m = température de la cible en degrés K ;
t = temps d'exposition en secondes ;
k = conductivité thermique en W/cm/degré ;
π = 3,1416 ;
c = capacité calorifique en J/cm³/degré ;
A = aire de la cible en cm².

Un calcul rapide nous montre que l'énergie dissipable sans qu'il y ait vaporisation est de l'ordre de 10 joules dans notre cas (en considérant que 20 % environ de l'énergie fournie au tube est dissipée dans le tube en des points autres que le foyer).

Les conditions d'utilisation de notre tube entraînent donc une très forte vaporisation du tungstène, et par suite une métallisation rapide de la verrerie.

Nous avons cherché à accroître au maximum la vie du tube, une fois fixées les dimensions d'anode. Pour atteindre ce but, on a donné au tube une constitution telle que la métallisation ne se fasse pas au voisinage du système d'électrodes.

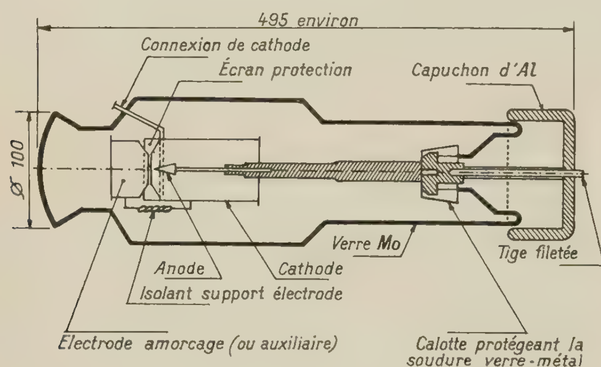


Fig. 4. — Description du tube.

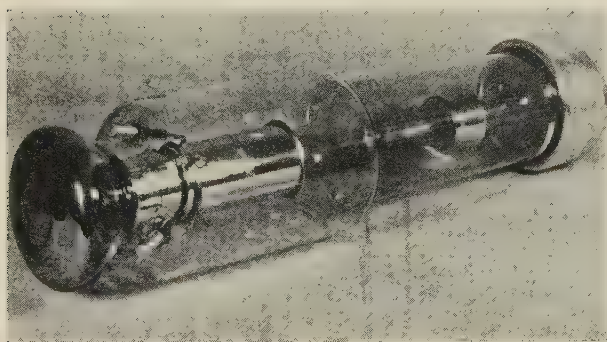


Fig. 5.

Description du tube. — Nous présentons ci-dessus une coupe schématique du tube, et deux photographies d'un tube ayant effectué plus de cent vingt éclairs. Nous remarquons sur ces deux photos que la partie avant du tube est assez fortement métallisée. Le tube est constitué par une ampoule en verre au molybdène, renflée au voisinage du système d'électrodes, et dans laquelle un vide de 10^{-6} mm de mercure a été fait. Dans la partie avant se trouvent les trois électrodes : cathode et électrode d'amorçage en nickel et anode en tungstène. La tige porte-anode traverse le tube suivant son axe et sort à l'arrière de la verrerie. Elle est prolongée par une tige filetée qui assure la liaison électrique et la fixation du tube. Au cours de la construction du tube, on procède à un dégazage soigné des pièces métalliques et des électrodes particulièrement, au moyen d'une série d'opérations. Il semble que la pression intérieure baisse encore au début de la carrière du tube ; le tung-

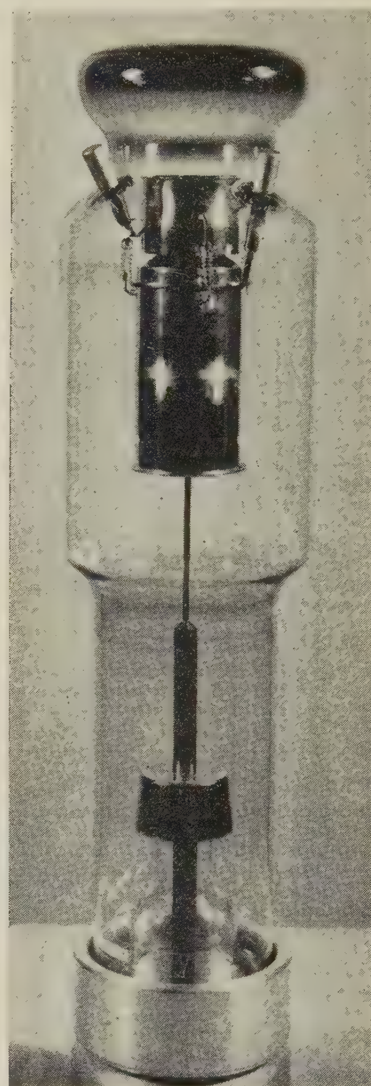


Fig. 6.

stène vaporisé, se formant en dépôt, joue vraisemblablement le rôle de « getter » adsorbant les gaz résiduels dans l'ampoule.

Mise au point du tube. — Les principales difficultés rencontrées intéressent la bonne tenue en tension, la finesse du foyer, la durée de vie, le rendement en rayons X et la pénétration.

Les distances d'isolement, externes et internes, sont déterminées de façon à assurer une régularité parfaite, dans le fonctionnement. En effet, toute décharge parasite, prenant naissance, par défaut d'isolement, autre part que dans le système d'électrodes, affaiblit ou même supprime le rayonnement; parfois même elle peut en outre provoquer une destruction de la verrerie. Un très bon isolement est donc nécessaire pour réduire les fluctuations du rayonnement et assurer la constance de la qualité de l'éclair. L'isolement externe est réalisé par des dimensions convenables et l'isolement interne est assuré par un vide très poussé et un état de surface parfait des éléments constitutifs du tube et en particulier des électrodes.

Le problème de la bonne tenue en tension étant résolu, l'étude de la finesse du foyer, de la pénétration et de la durée de vie, est faite en utilisant des anodes coniques de diverses dimensions ; pour chaque type d'anode et pour des distances anode-cathode variables, on procède à des autoradiographies du foyer et à des mesures de pénétration dans le cuivre, l'acier et le duralumin, tout en contrôlant le nombre d'éclairs. L'amincissement de l'anode permet d'affiner l'image focale, mais simultanément le rendement en rayons X et la durée de vie diminuent assez considérablement. Finalement, notre choix s'est porté sur une anode de 5 mm de diamètre et de 15 à 22 mm de longueur, permettant d'obtenir une image focale ne dépassant pas la valeur limite fixée.

L'aire de la cible étant ainsi déterminée, nous avons étudié divers moyens pour prolonger la durée de vie du tube. La solution la plus efficace consiste à faire une cathode enveloppant l'anode et une grande partie de la tige porte-anode, et à fixer sur la cathode une couronne métallique au niveau de la fente d'amorçage. Cette couronne joue le rôle d'écran entre la fente et la verrerie. Ces deux précautions, en empêchant la métallisation du verre au voisinage du système d'électrodes, améliorent sensiblement la durée de vie du tube.

L'utilisation d'une anode fine entraîne une diminution de rendement de l'intensité de rayonnement. Mais, pour une anode fine donnée, il y a intérêt à réduire le plus possible le diamètre de la tige porte-anode, sinon une partie des électrons vient bombarder cette tige derrière le cône de tungstène et on a une perte de rayonnement. Ceci a été vérifié par des autoradiographies latérales de l'anode et de sa tige.

L'amincissement du support d'anode a augmenté la pénétration en assurant une meilleure focalisation sur l'anode seulement. La fixation de l'anode sur une tige très mince a été une des principales difficultés technologiques de la construction des tubes. Il faut signaler que les premiers éclairs du tube ne sont ni pénétrants ni de qualité constante. Ceci est certainement dû à des effets de dégazage des éléments constitutifs et en particulier des électrodes. Après un certain nombre d'éclairs, l'émission de rayons X devient plus pénétrante et plus régulière. Cette période « de formation du tube » peut être de 20 à 30 éclairs environ. Il est bon, avant l'utilisation pratique du tube, de procéder à cette « formation du tube ».

Il est parfois utile de mettre une résistance en série avec le tube, afin d'éviter des oscillations possibles de la tension et de l'intensité ; ces oscillations peuvent donner naissance à plusieurs éclairs successifs de rayons X ce qui est gênant en pratique. Cette résistance a également l'avantage de limiter l'intensité de l'arc métallique qui est créé à la fin de la décharge. Par suite, elle permet de réduire la vaporisation du tungstène qui se produit en grande partie pendant cette phase. Lorsqu'on monte cette résistance, il est intéressant de lui donner la valeur permettant l'amortissement critique du circuit de décharge, afin de faire travailler le tube dans les conditions les plus favorables.

IV. **Performances obtenues.** — Appareils de mesures et principes de mesures. — On a procédé à des mesures électriques : enregistrement des ondes de tension et d'intensité par un oscillographe à double faisceau, dont le balayage est déclenché par une antenne placée à proximité du générateur.

L'impulsion de tension appliquée au tube est transmise à un système de plaques de déviation verticale, par l'intermédiaire d'un diviseur purement résistif. L'impulsion d'intensité est détectée par un shunt coaxial, de résistance négligeable par rapport à celle de l'utilisation, et transmise à l'autre système de plaques de déviation verticale. Le shunt coaxial est calculé pour que l'effet de peau soit le plus faible possible et sa réalisation « coaxiale » permet de compenser l'effet néfaste de l'induction dans le circuit de mesure ; un blindage électrostatique élimine les effets parasites d'induction. Ces deux impulsions sont transmises du diviseur et du shunt à l'oscillographe par deux lignes à retard identiques de façon à enregistrer les deux phénomènes en entier, c'est-à-dire sensiblement plus tard que le début du balayage. La ligne à retard conduisant l'onde de tension est adaptée aux deux extrémités. La ligne à retard conduisant l'onde d'intensité n'est adaptée que du côté oscillographe.

On a procédé à des mesures de durée de l'éclair

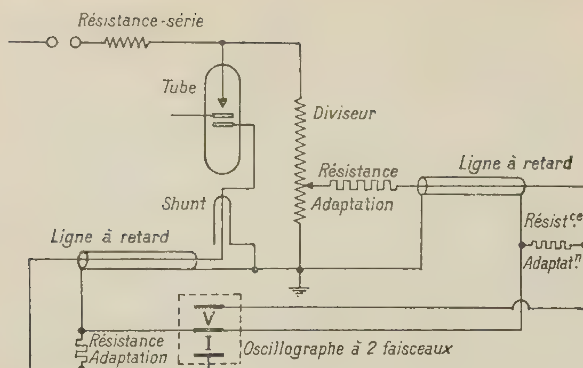


Fig. 7. — Schéma de l'appareillage de mesure de la tension et de l'intensité.

de rayons X et de retard de cet éclair par rapport à l'instant de déclenchement du générateur. L'éclair de rayons X est détecté par un cristal scintillateur (stilbène) placé devant un photomultiplicateur. Celui-ci transforme l'impulsion lumineuse émise par le cristal en une impulsion électrique enregistrée sur un oscillographe de choc Haefely.

Un appareil électronique appelé «chronogène» et réalisé par nos soins, sert à déclencher le balayage de l'oscillographe et à amorcer le générateur de choc avec un retard réglable. Si nous synchronisons le balayage de l'oscillographe et l'amorçage du générateur, nous pouvons contrôler le retard avec lequel se produit l'émission de rayons X.

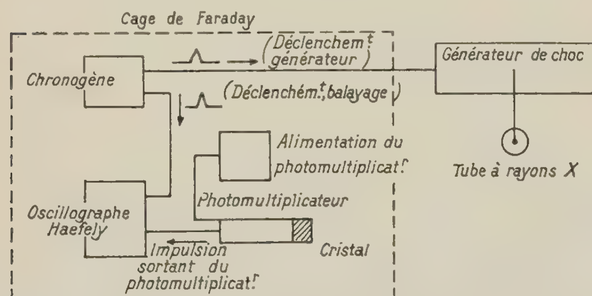


Fig. 8. — Schéma de la détection de l'éclair de rayons X.

Un amplificateur n'est pas utile à la sortie du photomultiplicateur, le niveau de l'impulsion étant assez élevé. Les appareils de mesure sont placés dans une cage de Faraday, car le rayonnement électromagnétique, au cours du choc est très intense. Un blindage très soigné des connexions est nécessaire.

Les performances radiographiques du tube ont été établies grâce aux mesures suivantes : *a*) Mesures de pénétration faites dans le cuivre, l'acier et le duralumin à 1,30 m du foyer. Le film radiographique utilisé était du « Régulix » placé entre deux écrans renforçateurs. Pour ces mesures nous avons utilisé des filtres en escalier dont les marches sont de 2 mm pour le cuivre, et l'acier, et de 5 mm pour le dural ; nous avons placé ces filtres directement sur la cassette. La dernière épaisseur pour laquelle le contraste avec l'échelon suivant est encore appréciable à l'œil, est prise conventionnellement comme valeur de pénétration maximum.

b) Mesure de la largeur du foyer par autoradiographie à 32 cm du foyer. Le film Régulix est inséré entre un écran de plomb de 0,004″ d'épaisseur et un écran fluorescent, ou bien placé seulement devant un écran fluorescent ; il est normal à l'axe du tube, à 32 cm en avant de la pointe de l'anode. Un diaphragme très fin, constitué par une filière de carbure de tungstène de 0,3 mm de diamètre, est placé à mi-distance de l'anode et du film, c'est-à-dire à 16 cm ; il nous donne avec un grandissement 1, l'image du foyer émissif. Les valeurs des diamètres des foyers donnés sont celles obtenues après avoir effectué la correction de pénombre.

c) Des dosimètres, placés à 65 cm du foyer, ont enregistré la quantité de rayonnement émise à chaque éclair. Il ne faut attacher qu'une importance relative à ces valeurs enregistrées, ces dosimètres étant étudiés pour des rayonnements continus. Mais ils nous ont permis de contrôler la régularité de fonctionnement des tubes.

d) Enfin, des photographies des tubes en fonctionnement ont permis de vérifier leur tenue en tension ou de déceler les décharges parasites.

Résultats obtenus. — *Courbes de la tension et de l'intensité.* — La courbe supérieure est la variation de tension. La courbe inférieure est la variation d'intensité.

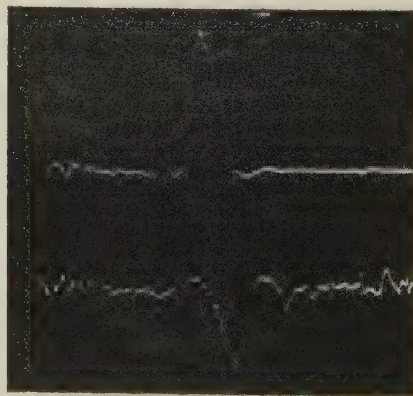


Fig. 9.

Impulsion de tension. — Durée totale : 3 microsecondes.

Durée à mi-amplitude : 1,5 microseconde.

Impulsion d'intensité. — Durée totale : 3 microsecondes.

Durée à mi-amplitude : 1,5 microseconde.

Durée et retard de l'éclair de rayons X. — La vitesse de balayage est telle qu'un carreau du quadrillage représente 2 microsecondes. La durée totale de l'éclair de rayons X est donc de 1,25 microseconde. Il s'agit de la durée brute de l'impulsion observée. En fait, la durée utile de l'émission est plus brève.

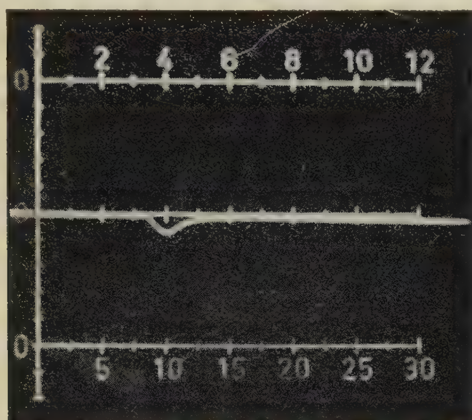


Fig. 10.

Le retard de l'éclair de rayons X par rapport à l'instant de déclenchement du générateur est de 3,5 microsecondes.

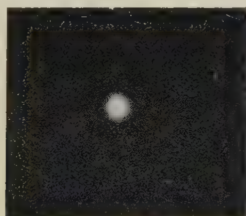


Fig. 11.

Dimension du foyer et pénétrations. — Le diamètre de l'image du foyer est sensiblement égal à 3,6 mm. La dimension réelle du foyer, après avoir effectué la correction de pénombre correspondant au diaphragme utilisé, est donc de 3 mm. Nous n'avons pas cherché à obtenir une dimension focale nettement inférieure à la limite fixée, de façon à conserver une pénétration suffisamment grande.

Les pénétrations faites à 1,30 m du foyer donnent : 20 mm dans le cuivre ; 24 mm dans l'acier ; 80 mm dans le duralumin.

Une fois terminée la période dite « de formation du tube », la dispersion de l'intensité de rayonnement est assez faible, et les mesures de pénétration donnent des résultats constants.

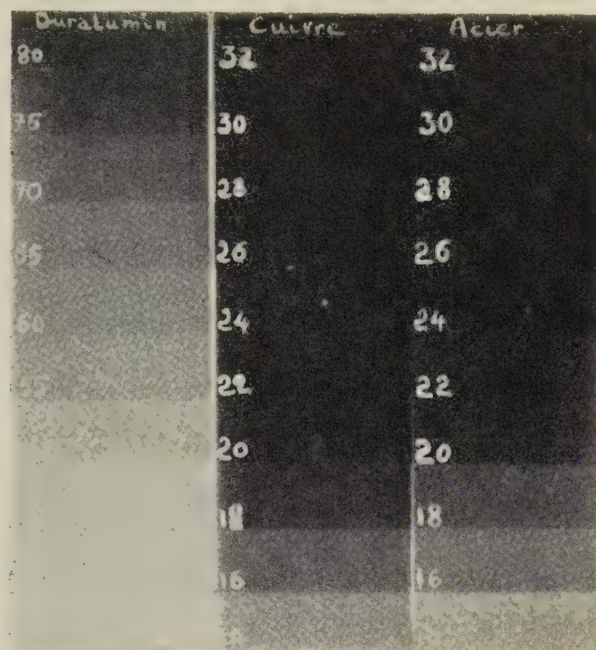


Fig. 12.

Photographie du tube en fonctionnement. — On remarque les traces des particules de tungstène incandescentes, arrachées à l'anode.

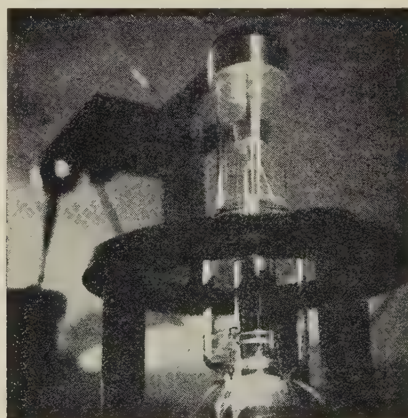


Fig. 13.

Validité des résultats. — Au point de vue des mesures de la tension et de l'intensité, les

valeurs obtenues ne sont pas d'une grande précision : à cause de l'affaiblissement des lignes à retard qui est variable, les impulsions couvrant une gamme de fréquences très étendue, et à cause des variations des valeurs des résistances avec la fréquence.

L'oscillographe à deux faisceaux ne permet pas non plus une grande précision, car son balayage est exponentiel et l'amorçage de ce balayage est assuré par un éclateur, ce qui entraîne une dispersion dans le positionnement des impulsions, et des erreurs de mesures.

La mesure oscillographique de la durée de l'éclair de rayons X ne peut donner qu'une valeur supérieure ou égale à la valeur réelle, les circuits électroniques risquant d'introduire des constantes de temps supérieures à la valeur cherchée. Une méthode pratique de mesure de la durée de l'éclair consisterait à radiographier l'explosion d'un cordeau détonant, dont la vitesse de propagation de l'explosion est connue, ou encore de radiographier un projectile de vitesse connue.

Au point de vue des mesures de pénétration, les valeurs données correspondent à des lectures effectuées à l'œil. Avec un densitomètre, on obtiendrait des valeurs nettement supérieures.

V. **Essais complémentaires.** — En modifiant le diamètre de l'anode on peut faire évoluer le compromis finesse de foyer-intensité de rayonnement dans le sens désiré. Avec une anode de 7 mm de diamètre, nous avons obtenu des pénétrations de 24, 28 et 90 mm dans le cuivre, l'acier et le dural, mais le foyer s'élargissant pratiquement à 7 mm (l'énergie de choc avait été portée à 400 joules).

D'autres essais montrent que le tube à anode fine fonctionne aussi, sous une tension de 500 kilovolts, sans amorçages parasites ; le pouvoir de pénétration devient alors de 24 mm pour le cuivre, de 28 mm pour l'acier et de 90 mm pour le duralumin, le diamètre du foyer restant voisin de 3,5 mm. Mais la métallisation est alors plus rapide ; les particules de tungstène incandescentes arrachées à l'anode deviennent visibles à l'œil (l'énergie de choc était alors de 250 joules).

VI. **Conclusion.** — Les principales qualités de ce tube résident dans son faible encombrement, sa commodité d'emploi, sa finesse de foyer et sa régularité de fonctionnement. Il semble que l'on puisse obtenir sans peine des temps de pose effectifs inférieurs à 10^{-6} seconde. Le contrôle de l'instant d'apparition de l'éclair ne pose quelques difficultés qu'en matière de générateur de choc.

Manuscrit reçu le 29 juillet 1959.

LETTRE A LA RÉDACTION

DISPOSITIF DE MESURE DE LA RADIOACTIVITÉ DU CORPS HUMAIN

Par A. Lansiart
Service d'Électronique Physique
et L. Jeanmaire,
Service d'Hygiène Atomique et de Radiopathologie,
Commissariat à l'Énergie Atomique.

Nous avons étudié depuis janvier 1957, un dispositif de mesure de la radioactivité du corps humain, capable de déceler la radioactivité naturelle.

A cette époque, diverses personnes à l'étranger avaient entrepris cette mesure avec des chambres d'ionisation, des scintillateurs à l'iodure de sodium, ou des liquides scintillants.

Les plus anciennes mesures (Sievert, 1951) ont été faites avec des grandes chambres d'ionisation à haute pression de 1,8 m de long avec remplissage d'azote ou de gaz carbonique. La mesure du courant peut s'effectuer avec une dérive très faible, mais la plus grande partie du courant produit est due au rayonnement cosmique ; le rayonnement γ ambiant contribue lui aussi à ce courant pour une part très supérieure à celle due au rayonnement du corps humain. Des chambres de compensation ont été prévues pour éliminer au mieux le rayonnement cosmique. Malgré ces précautions la mesure est très longue, d'une durée supérieure à une heure, et la discrimination entre des rayonnements γ d'énergie différente est impossible.

Les cristaux d'iodure de sodium donnent un nombre de photons proportionnel à l'énergie perdue dans le cas de l'effet photoélectrique. Cet effet photoélectrique est relativement intense. Les informations sont des impulsions séparées que l'on peut analyser. Par contre, il est difficile d'obtenir de gros cristaux et la disposition géométrique que l'on peut adopter ne permet pas de capter un important pourcentage du rayonnement émis.

L'utilisation d'un liquide scintillant pallie cet inconvénient car il est possible d'obtenir des détecteurs en forme d'anneau cylindrique, de la taille voulue. Aussi les mesures d'activité globale sont-elles très rapides, de l'ordre de 2 minutes. Mais ce système présente éga-

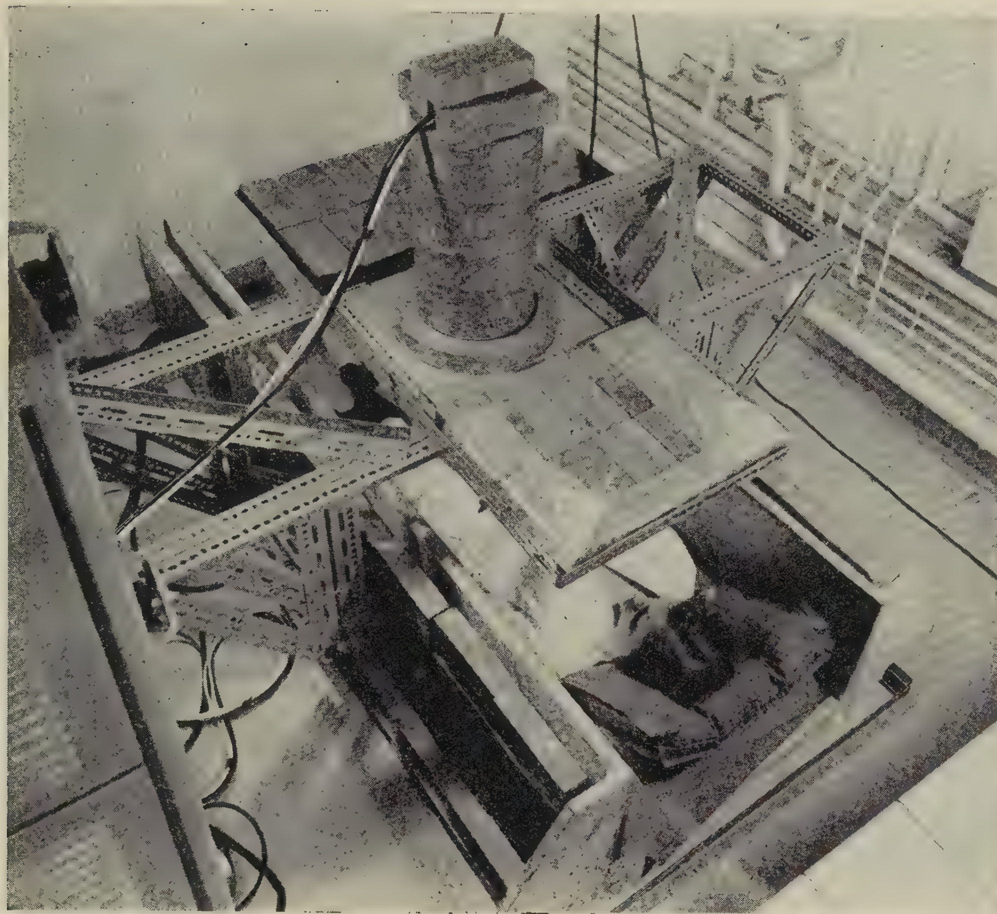


FIG. 1.

lement des inconvénients : les rayonnements γ sont moins bien absorbés que par l'iodure de sodium, la différenciation de l'énergie des rayonnements est beaucoup plus délicate, et les rayonnements de faible énergie sont perdus.

Nous avons choisi l'emploi d'un cristal d'iodure de sodium de grande taille dans le but d'avoir une installation capable de donner le maximum de renseignements sur une contamination interne par radioéléments, bien que la durée des mesures soit plus longue que dans le cas des liquides scintillants.

Le rayonnement cosmique produit des impulsions de grande amplitude qui sont éliminées par l'appareil de mesure. Par contre le rayonnement γ ambiant donne des impulsions d'amplitude analogue à celle que l'on désire étudier. Avec un cristal d'iodure de sodium de 20 cm de diamètre et 10 cm de haut, on compte, en l'absence de blindage, environ 1 000 chocs par seconde. Lorsqu'on essaie de mesurer la radioactivité normale d'un individu dans ces conditions, l'effet d'absorption du rayonnement γ ambiant par le corps est supérieur à l'effet dû à l'émission γ de celui-ci. Aussi est-il nécessaire de réduire ce rayonnement ambiant par une protection appropriée : en entourant le cristal de 5 cm de plomb, le taux de comptage dû à l'activité ambiante est réduit à 30 chocs/seconde dans la bande d'énergie comprise entre 100 kV et 1,8 MeV.

Le modèle prototype (*fig.* 1) que nous avons réalisé et qui est utilisé depuis janvier 1958 au Service d'Hygiène Atomique et de Radiopathologie se présente sous la forme d'un berceau constitué de briques de plomb de 5 cm d'épaisseur. La personne examinée est allongée dans ce berceau, le cristal étant centré au niveau des hanches. La face inférieure du cristal d'iodure de sodium (20 cm de diamètre, 10 cm de haut) se trouve à environ 40 cm du plan de repos. Le cristal et le photomultiplicateur sont blindés par une cheminée en plomb. Un plateau de briques de fer placé au-dessus du patient permet d'éviter la diffusion du rayonnement ambiant par le corps.

Un modèle doté d'une protection plus complète (*fig.* 2), en forme de tunnel, d'un poids de 6 tonnes, a été exposé à Genève en septembre 1958. Dans ce modèle, deux positions d'examen sont prévues : dans un cas, le cristal se trouve à l'intérieur d'un collimateur, la personne est alors allongée ; dans l'autre cas, le cristal est sorti du collimateur ; le sujet est alors placé sur une chaise du type relaxation ; la mesure est plus rapide dans cette position.

Ce modèle est en exploitation au Service d'Électronique Physique à Saclay.

Un troisième modèle est en cours de réalisation. Il

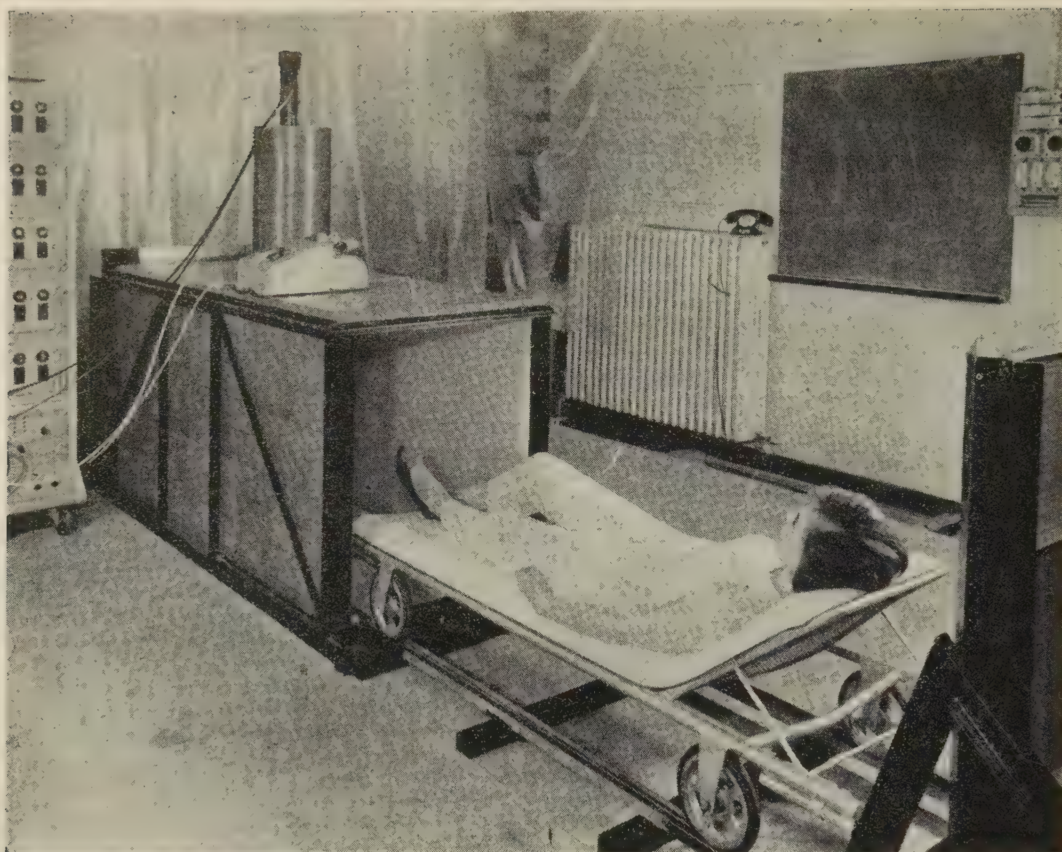


Fig. 2.

est destiné à être monté sur remorque, ce qui permettra de faire des mesures sur des populations.

Un des organes essentiels de ces appareils est le sélecteur d'amplitude à canaux multiples chargé de l'analyse des impulsions. Il doit être robuste, stable, le plus simple possible, et avoir un nombre de canaux en rapport avec le nombre d'informations que l'on désire obtenir. Étant donné que la résolution en énergie actuellement obtenue est de l'ordre de 16 %, un sélecteur à 25 canaux a donné jusqu'à présent des résultats satisfaisants. Le sélecteur utilisé est le SAE 25 fabriqué par les Laboratoires d'Électronique Appliquée, sous licence C. E. A.

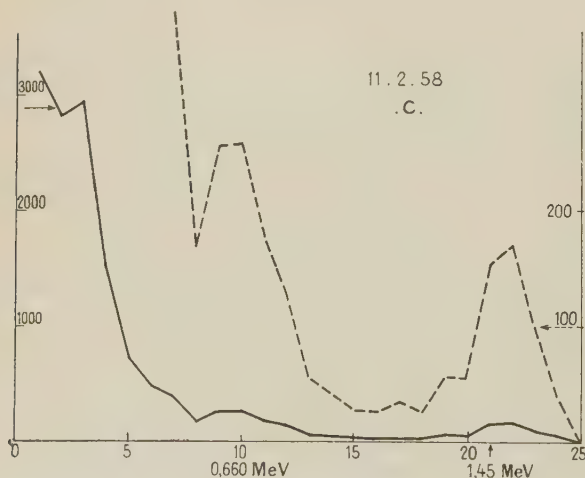


Fig. 3.

Les deux appareils déjà construits atteignent les performances prévues. Ils détectent sans difficulté la radioactivité naturelle d'un individu. Actuellement la radioactivité γ due essentiellement au potassium 40 (1,45 MeV) et au césium 137 (0,66 MeV), est de l'ordre de 10^{-8} curie pour un individu normal. Sur la figure 3, représentant un spectre normal, la courbe en pointillés est un agrandissement ($\times$ 10) de la courbe en trait plein. Les pics de 0,66 MeV et 1,45 MeV sont nettement détachés.

Les essais effectués ont révélé les importantes possibilités d'utilisation de cet appareil dans le domaine des faibles activités : mise en évidence de contaminations accidentelles ou d'irradiation par neutrons chez l'homme, étude de l'élimination d'un radioélément chez l'homme ou l'animal, étude de la radioactivité de divers produits animaux, végétaux ou minéraux.

Lettre reçue le 14 mai 1959.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 4e trim. 1959. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

SÉANCE DU 17 AVRIL 1958

Les théories récentes de la supraconductivité ;

par M. P. Nozières,
Laboratoire de l'École Normale Supérieure.

SÉANCE DU 18 AVRIL 1958

La fusion industrielle est-elle pour demain ?

par M. G. Vendryes,
Chef du Service de Neutronique expérimentale au Commissariat à l'Énergie Atomique.

Cette Conférence a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique*, t. **19**, nos 8-9, août-septembre 1958, p. 724.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1958

Présidence de M. P. Jacquinot.

M. le Président remet les prix suivants attribués en 1958 par la Société française de Physique et ayant chacun une valeur de 60 000 F.

Prix F. Robin. — M. Pierre Biquard, Chef de Travaux à l'École Supérieure de Physique et Chimie de Paris.

M. Pierre Biquard a étudié l'absorption des ondes ultrasonores dans les fluides. Il a mis en évidence le caractère anormalement élevé des coefficients d'absorption vis-à-vis des valeurs prévues par la théorie de Navier-Stokes (absorption par viscosité) et la théorie de Kirchhoff (absorption par conductivité thermique).

En collaboration avec M. R. Lucas, M. Biquard a étudié l'interaction des ondes optiques et des ondes ultrasonores (phénomène de diffraction de la lumière par les ultrasons).

M. Biquard a mis en œuvre une méthode originale d'étude de la propagation des ultrasons en faisant usage d'émissions très brèves (méthode d'impulsions).

Prix L. Ancel. — M. Joseph Mattler, Maître de Conférences à Reims.

M. Joseph Mattler a travaillé d'abord sur les compteurs de photons ultraviolets. Il en a établi un nouveau type permettant de déceler des rayonnements de très faible intensité émis dans diverses réactions et précisé ainsi leur mécanisme.

Depuis de longues années, il s'occupe d'électroluminescence : action de la température, renforcement et extinction de la photoluminescence et des scintillations sous l'action des champs électriques, phénomènes dont l'importance actuelle est toute particulière.

Prix A. Cotton. — M. Robert Chabbal, ancien Élève de l'École Normale Supérieure, Docteur ès Sciences pour ses travaux sur le « spectromètre intégral de Fabry-Perot ».

Grâce à une étude très poussée, théorique et expérimentale des conditions d'association de plusieurs étalons Fabry-Perot et d'un réseau en tenant compte de leurs propriétés réelles, M. Chabbal a pu réaliser des dispositifs originaux permettant d'enregistrer, avec une haute luminosité, tous les types de spectres dans les divers domaines de longueurs d'onde (en particulier l'infrarouge) et dans tous les domaines de résolution (depuis l'effet Raman jusqu'à la structure hyperfine).

Ses travaux permettront l'emploi fructueux de la spectroscopie interférentielle dans des domaines où il n'était pas encore possible de l'utiliser.

Prix P. Langevin. — M. Jacques Winter.

M. Jacques Winter a tout d'abord mis en évidence, au Laboratoire de l'École Normale Supérieure, l'orientation des atomes alcalins par pompage optique, travail qui a été à la base de la découverte des transitions de radiofréquences mettant en jeu plusieurs quanta électromagnétiques. M. Winter a donné ensuite l'interprétation théorique de ces transitions et a prévu un nouveau type de transitions multiples. Le travail de thèse de M. Jacques Winter est entièrement consacré à une étude théorique et expérimentale très approfondie de ce nouveau type de transitions faisant intervenir plusieurs quanta.

Prix I. Joliot-Curie. — Mme Henriette MATHIEU-FARAGGI.

C'est sous la direction d'Irène Curie elle-même que Mme Henriette Mathieu-Faraggi a commencé ses recherches après la guerre en étudiant l'application à la physique nucléaire de la méthode des émulsions photographiques.

Au Commissariat à l'Énergie Atomique, elle appliqua la méthode des émulsions nucléaires, notamment à l'étude des réactions nucléaires (**n**, α) à faibles sections efficaces provoquées par les neutrons de piles sur les isotopes séparés de certains éléments tels que le zinc, le nickel et le fer.

En collaboration avec différents métallurgistes, elle a développé des techniques autoradiographiques qui permettent la localisation précise ou le dosage de certains constituants d'alliages.

Depuis la mise en service du cyclotron de Saclay, Mme Mathieu-Faraggi a constitué et dirige un groupe de physiciens qui se consacrent à l'étude des réactions nucléaires provoquées par des ions lourds. Ces études ont montré que, contrairement à ce que laissait prévoir l'extrapolation de résultats obtenus par d'autres auteurs sur des noyaux plus légers, le mécanisme essentiel de la réaction était le passage par un noyau composé résultant de la fusion du noyau-cible et du noyau-projectile.

Le prix Holweck a été attribué en 1958 par la Physical Society à M. A. ABRAGAM, Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, pour l'ensemble de ses travaux sur les recherches expérimentales des phénomènes de résonances magnétique, électronique et nucléaire.

La Conférence suivante a ensuite été prononcée :

État actuel des connaissances sur l'antiproton ;

par M. E. AMALDI,
Professeur à l'Université de Rome,
Président de l'Union Internationale de Physique.

SÉANCE DU 24 AVRIL 1958

Propulsion supersonique dans l'atmosphère ;

par M. R. SIESTRUNCK,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Poitiers,
Chef de Division de Recherches à l'Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques.

SÉANCE DU 16 MAI 1958

(ORGANISÉE EN COMMUN AVEC LE PALAIS DE LA DÉCOUVERTE)

La constitution de la matière ;

par M. R. OPPENHEIMER,
Professeur d'Échange à la Faculté des Sciences de Paris.

JOURNÉE DU 29 NOVEMBRE 1958

Présidence de M. P. JACQUINOT

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BERNARD (Maurice), Docteur ès Sciences, Ingénieur au Centre National d'Études des Télécommunications, Maître de Conférences à l'École Polytechnique, 56, avenue Victor Cresson, Issy-les-Moulineaux (Seine), présenté par MM. P. Aigrain et M. Balkanski.

BUSSIÈRE DE NERCY (André), Stagiaire de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique nucléaire de la Faculté des Sciences de Paris, 19, allée de la Gare, Le Vésinet (Seine-et-Oise), présenté par MM. E. Gradsztajn et M. Langevin.

COURTEIX (Bernard), Professeur au Lycée Charlemagne, 65, rue Regnault, Paris (13e), présenté par MM. P. Jacquinot et A. Maréchal.

PECHART (Robert), Professeur agrégé ès Sciences physiques, 2, rue de Saint-Germain, Port-Marly (Seine-et-Oise), présenté par MM. P. Jacquinot et A. Maréchal.

SUCHET (Jacques), Ingénieur de Recherches à la Compagnie Saint-Gobain, 69, avenue du Général Leclerc, Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par MM. J. Bureau et C. Cherrier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Transfert d'énergie par l'exciton dans les solides ;

par M. P. AIGRAIN,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

2. — Les spectres optiques de l'exciton au dernier Congrès de Rochester ;

par M. S. NIKITINE,
Laboratoire de Spectroscopie et d'Optique du Corps Solide,
Institut de Physique de Strasbourg.

INTRODUCTION. — La spectroscopie atomique et moléculaire a permis d'obtenir des renseignements fondamentaux sur la structure des atomes et des molécules. Il y a tout lieu d'espérer que la spectroscopie du solide donnera des informations aussi importantes en ce qui concerne le comportement des électrons dans les solides. L'étude des spectres des solides n'en est toutefois qu'à ses débuts.

Un grand nombre de communications a été présenté sur ce sujet à Rochester, tout particulièrement sur les spectres de formation d'excitons.

Théorie de l'exciton. — On peut distinguer des excitons à faible liaison et des excitons à forte liaison. Dans le premier cas, l'électron et le trou sont séparés sur la première orbite par une distance de plusieurs dizaines d'angströms. Ceci correspond à l'étalement de l'excitation sur tout un volume du cristal. Les excitons à forte liaison sont souvent strictement localisés sur un seul ion ou sur une molécule. C'est le cas dans les halogénures alcalins et dans des cristaux à structure moléculaire.

La théorie a été développée récemment pour les excitons à faible liaison par Dresselhaus, Haken et surtout par Elliott. Elliott montre que l'on doit s'attendre à trois sortes de spectres.

1° *Spectre de première classe.* — La transition s'effectue pour la valeur $\vec{k} = 0$ et $\overrightarrow{\Delta k} = 0$. Il y a formation d'excitons dans un état spectroscopique S. La théorie prévoit que le spectre doit se présenter sous forme d'une série de raies étroites et formant un spectre hydrogénoïde

$$\nu = \nu_\infty - \frac{R'}{n^2},$$

avec n = 1, 2, 3, 4, ... et $R' = R\mu/\varepsilon^2 m$ (R constante de Rydberg, ε constante diélectrique, μ masse réduite de l'exciton) et d'un spectre continu pour $\nu > \nu_\infty$. L'intensité d'oscillateur des raies est très approximativement

$$f = \frac{1}{\pi}\frac{1}{\varepsilon^3 n^3},$$

de sorte que la première raie est beaucoup plus forte que les autres raies de la série. Ces spectres doivent être très intenses.

2° *Spectre de deuxième classe.* — Si pour un cristal donné, la transition vers les états S excitoniques est interdite, une autre classe de transitions peut être permise. Elle correspond à $\vec{k} \neq 0$ mais petit et $\overrightarrow{\Delta k} = 0$. Dans ce cas, des excitons à l'état P sont formés. On observe alors également une série hydrogénoïde, mais elle commence à n = 2

$$\nu = \nu_\infty - \frac{R'}{n^2},$$

avec n = 2, 3, ... et également un spectre continu pour $\nu > \nu_\infty$. Pour l'intensité d'oscillateur des raies, on a $f = c(n^2 - 1)/\varepsilon^5 n^5$ (c voisin de 1). Ces spectres sont faiblement interdits et doivent être environ 10^3 fois plus faibles que les précédents. Par ailleurs, la première raie est encore plus intense que les suivantes, mais dans une moins forte mesure que dans les spectres de première espèce.

3° *Spectre de transition indirecte.* — Enfin, la théorie prévoit encore une classe de spectres interdits qui correspondent à $\overrightarrow{\Delta k} \neq 0$. Dans ce cas, les règles de sélection n'étant pas restrictives, on ne doit pas observer de spectre de raies, mais une succession de paliers. Ils sont d'une toute autre nature que les spectres des première et deuxième classes.

Haken a montré que dans les formules précédentes, la valeur de $\varepsilon = \varepsilon_s$ (constante statique) devait être prise pour toutes les raies sauf les raies correspondant à n = 1. Pour cette raie $\varepsilon = \varepsilon_0$ (constante optique).

Enfin, Toyazama a calculé la forme des raies et Muto a effectué des calculs sur le modèle des excitons localisés, les excitons α et les excitons produits par rayons X.

Partie expérimentale. — La communication sur les travaux du groupe de Strasbourg se rapporte directement à la théorie. L'analyse des spectres de raies obtenus pour les corps suivants : Cu_2O, CuI, CuBr, CuCl, TlI, TlCl, TlBr, HgI_2, PbI_2, AgI, CdS (Gross) montre que les spectres expérimentaux de raies d'absorption doivent être groupés en trois classes. La première classe de spectres, de loin la plus répandue, correspond très exactement à la première classe prévue par les théories d'Elliott, Haken et Dresselhaus. L'absorption est très forte ($\boldsymbol{k} \simeq 10^5$ à 10^6 cm^{-1}), en particulier dans la première raie. L'intensité d'oscillateur mesurée par trois méthodes est de 6.10^{-3} pour la première raie, alors que le calcul théorique donne $4{,}5.10^{-3}$. Enfin, le spectre de Cu_2O correspond également très bien à un spectre de deuxième classe. L'absorption est environ 10^3 fois plus faible que pour CuI par exemple et les raies observées sont d'intensités comparables. Enfin, les séries commencent par la raie n = 2. Cet excellent accord avec la théorie des spectres excitoniques est un argument décisif en faveur de l'interprétation excitonique des spectres de raies. En effet, pour obtenir des raies aussi intenses avec des impuretés, il faudrait que celles-ci aient individuellement un facteur f de l'ordre de 1 et soient à une concentration de 1 sur 10^3 atomes du cristal. Or, les substances étudiées sont spectroscopiquement pures. Par ailleurs, une valeur de $f \simeq 1$ est très peu vraisemblable. Enfin, les dislocations occupent également un volume de l'ordre de 1 sur 10^5. Il est donc très improbable, tout au moins pour les spectres de première classe, que leur origine soit due à des défauts ou impuretés. Par contre, il y a des arguments en faveur de l'interprétation de la série rouge en Cu_2O suivant lesquels elle serait due à un excès de Cu.

Enfin, il existe une troisième catégorie de spectres qui sont composés de raies 10 à 50 fois moins intenses que celles de première classe. Leur propriété essentielle est que leur longueur d'onde est bien reproductible, mais leur intensité est fortement variable d'un échantillon à un autre et d'une plage d'un échantillon à une autre plage du même échantillon. Il y a des arguments en faveur d'une interprétation de raies excitoniques appartenant à une troisième classe et apparaissant dans le volume voisin de dislocations.

La communication de Gross (Leningrad), bien que reprenant des publications précédentes, est néanmoins très importante. Gross a montré qu'un cristal de Cu_2O placé dans un champ magnétique de l'ordre de 20 à 30 kOe permet d'observer : 1° un effet Zeeman diamagnétique (quadratique) des raies de la série jaune d'ordre élevé ; 2° des fluctuations périodiques dans le spectre continu, celles-ci n'étant pas observées sans champ magnétique (cette particularité semble avoir été observée par le groupe du Lincoln Laboratory avant Gross) ; 3° Gross croit de plus observer une surstructure se superposant aux fluctuations du spectre

continu. L'interprétation de ces résultats est la suivante.

Le déplacement quadratique de l'effet Zeeman diamagnétique est

$$\Delta U = -H^2 e^2 \bar{r}^2/8mc^2$$

(U énergie, H champ magnétique, e charge, m masse de l'électron, c vitesse de la lumière, $\bar{r}$ rayon moyen d'une orbite).

Or $\bar{r}$ est très grand pour les excitons. Il en résulte alors un déplacement considérable pour les orbites de nombre quantique élevé. On a, en particulier, $r_{exc} = e^2 n^2/2R'\varepsilon_0 hc$ (h constante de Planck) ; $n = 1, 2, ...$ en prenant un modèle d'orbite circulaire. Le rayon de l'orbite du premier état excitonique de CuI par exemple est de l'ordre de 20 Å.

Gross a pu observer des orbites ayant des diamètres déduits de l'effet Zeeman diamagnétique qui sont supérieurs à 10^3 Å. Ces observations apportent un argument en faveur de l'interprétation excitonique des raies d'absorption de la cuprite.

Les fluctuations des spectres continus observées par Gross sont manifestement dues à la quantification des électrons libres dans un champ magnétique prévue par la théorie de Landau. Il est important de noter que ces états de Landau ont été observés par Gross indépendamment du groupe de Lexington.

Les travaux de Lax, Zwerdling et Roth (Lincoln Laboratory, Lexington) se rapprochent beaucoup de ceux de Gross. Mais ils ont été effectués avec Ge, Si et InSb. Le groupe de Lincoln a étudié en détail le comportement des spectres continus dans un champ magnétique. Ils lui ont donné le nom d'effet de magnétoabsorption oscillante.

Ils ont observé un premier effet dans la zone de transition indirecte et un effet dans la zone de transition directe. Examinons le cas du germanium dans l'absorption directe. Celle-ci se trouve dans la région de 0,8 eV ou environ 1,45 μ. En l'absence de champ magnétique, on observe une courbe d'absorption monotone avec un maximum pas très prononcé d'ailleurs, même à la température de l'hélium liquide. Quand on fait croître le champ, ce premier maximum attribué à une raie excitonique devient plus intense et se déplace vers les grandes valeurs des fréquences. En même temps, des maxima et minima apparaissent sur la courbe d'absorption continue. Ceux-ci se déplacent et changent d'intensité et de structure quand on augmente le champ. Le déplacement de la raie attribuée à l'exciton suit une loi différant de celle des maxima de Landau. Pour de très forts champs, 39 kOe, une structure fine des maxima de Landau se manifeste. Enfin, aux très basses températures, une autre raie excitonique semble apparaître.

Une étude théorique des transitions de bande à bande est faite par Mme Roth. On constate une concordance raisonnable entre la théorie et la structure fine des maxima observés.

Si on trace des courbes donnant les positions des différents maxima de Landau en fonction du champ, ce sont pratiquement des droites convergeant vers un seul point qui est la limite du spectre continu du côté des grandes longueurs d'onde. Les auteurs suggèrent ainsi une nouvelle méthode de détermination de la largeur de la bande interdite.

L'étude du déplacement des maxima de Landau permet d'étudier la forme du bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence. Ces deux résultats sont d'une grande importance.

Enfin, dans la région de l'absorption beaucoup moins forte et qui se trouve dans la région spectrale voisine de 1,61 μ, on observe un accident d'absorption de la forme d'un palier dans un champ nul. Ce palier est attribué à des transitions indirectes vers des bandes excitoniques. Ce spectre continu présente, dans le champ magnétique, des paliers en forme d'escalier qui sont attribués à des transitions indirectes de bande à bande.

Des résultats très analogues ont été présentés par MacFarlane, MacLean, Quanington et Roberts du Royal Radar Establishment, Malvern (Angleterre). Ces auteurs ont également obtenu des preuves de l'existence d'exciton de transition directe et de l'exciton $\Delta\vec{k} = 0$ indirect pour Ge et Si. La formation indirecte d'exciton fait intervenir des phonons de trois (Ge) ou quatre (Si) énergies différentes. Les résultats du laboratoire du R. R. E. concordent bien avec ceux du laboratoire de Lincoln. Clark a donné des indications en faveur de l'exciton dans le diamant. Haynes, Lax et Flood, des laboratoires Bell, ont observé une luminescence de recombinaison du Ge et du Si qui présente une structure fine.

La communication de M. Grillot n'a pas été présentée. Enfin, M. Benoit à la Guillaume a présenté une communication sur un rayonnement de recombinaison dans le germanium.

Enfin des résultats concernant des spectres excitoniques sont contenus dans les communications de W. W. Piper, P. D. Johnson et D. T. F. Marple (ZnS), Dexter (CdS, PbS, PbSe, RbI, TlCl) et W. C. Spicer et A. N. Sommer (AuCs).

Une importante communication de Martienssen (Göttingen) a enfin apporté des résultats convaincants en faveur de l'exciton dans les halogénures alcalins. Martienssen a montré qu'en perfectionnant la technique de préparation de lames minces, on observe des raies assez étroites. Elles sont pour certains corps au nombre de deux formant probablement un doublet et très écartées du bord du spectre continu. On en déduit que l'exciton doit avoir de très faibles dimensions, comparables aux dimensions atomiques.

Enfin, signalons une communication de D. Fox sur les excitons dans des cristaux moléculaires dans lesquels l'exciton devrait être aussi fortement localisé.

En conclusion, il y a lieu de souligner l'importance que prend la spectroscopie du corps solide. Elle permet : 1° de mesurer avec une grande précision la largeur de la bande interdite ; 2° d'obtenir des données sur la structure des bandes de conduction et de valence ; 3° d'obtenir des données sur les propriétés des excitons ; 4° la magnétoabsorption permet de tracer dans les cas de Ge, Si, SbIn et au moins en principe pour d'autres substances point par point la forme des bandes dans le diagramme kU.

Il est probable que des renseignements encore plus importants pourront être obtenus ultérieurement.

Il y a lieu de s'attendre à ce que ce domaine de recherche se développe d'une façon intense.

Pour la bibliographie, voir *J. of Phys. and Chem. of Sol.*, **8**, janvier 1959.

3. — Considérations générales sur la fusion contrôlée au lendemain de la Conférence de septembre 1958 à Genève ;

par M. P. Hubert,
Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

La Conférence de Genève a souligné l'importance accordée aux recherches sur la fusion contrôlée. Cette impression résultait à la fois de la qualité et du nombre des communications présentées et aussi de l'exposition dans les jardins du Palais des Nations, permettant aux visiteurs de voir de nombreux appareils dont l'existence venait d'être révélée et dont certains étaient présentés en marche par les physiciens qui les avaient conçus et réalisés.

Il est possible à présent au spécialiste de profiter de la levée du secret pour faire le point et constater qu'aucun miracle ne s'étant produit, le problème de la fusion contrôlée est encore bien loin d'être résolu puisque tous les dispositifs dont l'étude a été suffisamment approfondie révèlent des difficultés dont on ne sait encore si elles pourront être surmontées.

Presque tous les efforts ont été orientés jusqu'à présent vers la réalisation d'une configuration électromagnétique capable d'enfermer le plasma en utilisant la force exercée par un champ magnétique sur des charges électriques en mouvement. Au moins quatre modèles différents de « bouteilles magnétiques » ont été proposés, qui, d'un point de vue théorique simplifié, devraient satisfaire aux conditions d'étanchéité et de stabilité. Citons la striction stabilisée, les plasmas laminaires, le stellarator et les miroirs magnétiques.

Dans les trois premiers cas malheureusement, l'expérience révèle des fuites catastrophiques gaspillant l'énergie que l'on introduit dans la machine et interdisant d'atteindre la température désirée. En ce qui concerne la « striction », les mesures les plus récentes concluent à l'instabilité magnétohydrodynamique des configurations obtenues jusqu'à présent, de sorte qu'un travail important reste à faire pour y remédier en « programmant » convenablement l'alimentation des circuits électriques. Toutefois, certaines expériences indiquent que les pertes doivent également résulter de phénomènes collectifs (oscillations ou turbulences) tels que le concept d'un plasma « passif » confiné par le champ magnétique, devra probablement être remplacé par celui de « plasma actif » dont le comportement obéirait à des règles qui restent encore à établir. Ces idées ont été exposées plus particulièrement par Spitzer qui y voit la cause des anomalies observées dans le fonctionnement des stellarators pour lesquels la stabilité magnétohydrodynamique ne fait pas de doute.

Le plasma laminaire (triaxial pinch) constitue un exemple de dispositif particulièrement simple dans lequel la question de stabilité ne se pose pas et risque fort de devenir un instrument particulièrement séduisant pour l'étude des phénomènes collectifs.

Par contre, les dispositifs à miroirs magnétiques se présentent sous un aspect plus séduisant puisque aucune manifestation de phénomène anormal n'a encore été annoncée et même que certaines instabilités prévues par la théorie n'ont pas été observées. L'enthousiasme à ce sujet doit être tout de même modéré en observant que l'exploration de ce domaine est encore peu avancée.

On connaît peu de choses sur le déroulement exact des phénomènes dans les engins très rapides lorsque les ondes de choc jouent un rôle prépondérant de sorte qu'il est hasardeux de faire des prédictions sur leur développement. Ce sont les dispositifs utilisant un chauffage par compression adiabatique qui ont donné lieu aux recherches les plus complètes et pour lesquels on annonce les températures les plus élevées ($T_i \simeq 10^3$ eV) obtenues pendant les temps les plus longs ($t \simeq 10^{-3}$ s). Toutefois, les densités sont encore faibles et le système d'injection devra être sérieusement amélioré pour éviter que la temperature des ions soit inférieure à celle des électrons.

Enfin, les appareils à miroirs magnétiques alimentés de façon continue, avec injection d'ions accélérés, suscitent les plus grands espoirs, bien que leur réalisation soit trop peu avancée pour qu'on ait encore pu annoncer des résultats.

Parmi les nombreux dispositifs moins importants ou encore peu développés, on peut citer les expériences de plasma tournant dont les applications sont variées et le magnétron à ion dont l'avenir constitue une inconnue d'importance.

Le confinement par haute fréquence n'a donné lieu jusqu'à présent à aucune réalisation concrète. Les spéculations sur ce sujet indiquent qu'il est douteux qu'une puissance H. F. suffisante puisse être obtenue pour réaliser une pression magnétique importante. Toutefois, ce procédé aurait l'intérêt d'attaquer le problème de stabilité d'une façon tout à fait nouvelle. Il peut également constituer un complément précieux aux bouteilles magnétiques par utilisation de « bouchons H. F. » réduisant les fuites d'extrémité.

En conclusion, on peut dire que l'avenir des recherches sur la fusion contrôlée dépend actuellement des réponses que l'on pourra donner à la question suivante : « Est-il possible de réaliser un plasma passif ayant une densité et une température convenables ? » Un espoir dans ce sens subsiste du côté de perfectionnements à apporter aux appareils existants pour supprimer les causes de turbulence et notamment les électrons découplés qui en sont peut-être responsables. Dans l'éventualité d'une réponse négative, il resterait encore à déterminer si les propriétés du plasma actif le rendent définitivement inutilisable.

S'il est toujours injustifié de faire des pronostics sur l'éventualité d'une réussite dans la production d'énergie par fusion contrôlée, les difficultés actuelles ne doivent pourtant pas faire perdre tout espoir et l'on peut tenir pour assuré que l'effort scientifique entrepris sera justifié, de toute façon, par l'enrichissement de nos connaissances dans un domaine dont l'importance est universelle.

4. — Quelques aspects des recherches sur la striction ;

par M. C. Etievant,
Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Bien avant la Conférence de Genève, la littérature scientifique avait rendu familière au physicien l'idée de confiner un plasma à l'aide du mécanisme de striction,

La méthode consiste à réaliser, dans une chambre cylindrique ou torique, une décharge gazeuse à forte intensité ; un état fortement ionisé s'établit et un fin filament de plasma se trouve pendant un court instant comprimé par son propre champ magnétique et maintenu loin de toute paroi matérielle. Simultanément, un gain d'énergie s'effectue par effet Joule et aussi grâce à la compression, lorsque celle-ci est suffisamment rapide. Le courant électrique de la décharge réalise à lui seul le confinement et le chauffage. Ce caractère établit une distinction très nette entre la striction et les autres méthodes (stellarator, miroirs magnétiques,...) qui utilisent un champ magnétique de confinement créé par des enroulements externes.

Les premiers travaux théoriques et expérimentaux révélèrent la grande instabilité de cette configuration hydromagnétique, entraînant irrémédiablement la destruction rapide du confinement. Face à cette difficulté, qui demeure encore aujourd'hui la principale, plusieurs attitudes peuvent être adoptées, conduisant à deux concepts distincts : la striction rapide et la striction stabilisée.

La striction rapide. — Cette méthode consiste à mettre l'accent sur la rapidité de la phase de compression. Il en résulte un gain d'énergie élevé particulièrement intéressant puisqu'il affecte presque uniquement les ions. Par contre, l'on doit se résoudre à ne combattre les instabilités que dans la mesure où les procédés utilisés ne ralentiront pas le mécanisme de compression.

La plus belle réalisation dans ce domaine semble être l'expérience du laboratoire de Livermore (screw dynamic pinch). Le mode d'instabilité à développement le plus rapide (mode $m = 0$ ou instabilité saucisse) est combattu grâce à un champ magnétique longitudinal, extérieur au plasma, créé par le retour du courant dans des conducteurs en forme d'hélice. Cette stabilisation n'est que partielle, mais la durée du confinement est prolongée de façon intéressante.

La striction stabilisée. — Le principal objectif de cette méthode est la recherche d'un temps de stabilisation le plus élevé possible. L'on est alors conduit à emprisonner dans le plasma un champ magnétique longitudinal stabilisateur, mais celui-ci réduit considérablement la vitesse de compression et l'on doit consentir un sacrifice sur ce procédé de chauffage. Un autre procédé de stabilisation consiste à entourer le plasma d'une coque conductrice et les courants images qui s'y développent ont pour effet de s'opposer aux déformations de la colonne de plasma.

Des calculs, maintenant anciens, effectués par Chafranov, Tayler et Rosenbluth, prévoyaient la stabilité hydromagnétique totale pour une configuration réunissant les deux procédés de stabilisation énoncés ci-dessus et répondant aux trois exigences suivantes :

1° le rayon de la colonne de plasma ne devait pas être inférieur au cinquième du rayon de la paroi métallique ;

2° la pression cinétique du plasma devait être faible vis-à-vis de la pression magnétique ;

3° une séparation brutale devait exister entre le champ stabilisateur B_z à l'intérieur du plasma et le champ propre B_θ de la décharge à l'extérieur.

En fait, le dernier point n'a jamais pu être réalisé pratiquement ; une interdiffusion des champs B_z et B_θ a toujours été observée, entraînant l'impossibilité de la stabilisation totale.

De nouveaux calculs présentés à Genève par Rosenbluth et par Suydam semblent avoir redonné un élan d'espoir. Ces calculs plus réalistes, puisque l'interpénétration de B_z et B_θ était envisagée, prévoient que la stabilité hydromagnétique est possible à condition de créer, entre la colonne de plasma et la paroi, un champ longitudinal dont le sens est opposé à celui du champ emprisonné dans le plasma. La stabilité est ainsi accrue par le croisement des lignes de force au voisinage de la frontière du plasma.

On est conduit ainsi à réaliser une programmation du champ stabilisateur (inversion ou oscillation). Il est prématuré d'affirmer que la stabilisation complète pourra être effectivement réalisée par ce moyen, les résultats expérimentaux étant actuellement trop peu nombreux.

Le procédé classique de stabilisation (juxtaposition d'une paroi conductrice et d'un champ longitudinal emprisonné dans le plasma) a, par contre, donné lieu à des travaux très variés. Citons, par exemple, les observations spectroscopiques du décalage de raies d'impuretés par effet Doppler lorsque l'on vise dans le sens du courant ou dans le sens opposé. Des vitesses ioniques de l'ordre de 2.10^6 cm/s ont ainsi été mises en évidence, conduisant à admettre que dans les décharges toriques, le plasma dans son ensemble ou simplement certains ions du plasma peuvent être animés de vitesses de rotation considérables.

Les observations de rayons X révèlent l'existence de ces dangereux électrons découplés dont on sait qu'ils peuvent exciter certains modes d'oscillation et même d'instabilité du plasma. L'augmentation de la densité de particules et l'interposition judicieuse de miroirs magnétiques pourront contribuer à éliminer cette difficulté.

Des évaluations, reposant sur la conductibilité du plasma ou sur son émission électromagnétique dans le domaine des microondes, conduisent à des températures électroniques qui ne dépassent jamais quelques centaines de milliers de degrés. Les mesures de la température ionique tentées à partir de l'élargissement des raies d'impuretés par effet Doppler sont très difficiles à interpréter et l'on ne sait pas au juste quelle part prennent les mouvements d'ensemble à cet élargissement. De la même façon, les évaluations de cette température à partir de l'émission de neutrons n'ont pas abouti à cause de la forte proportion de neutrons d'origine non thermonucléaire.

Si la confrontation de ces résultats très nombreux a fourni au spécialiste de précieuses indications, il n'en demeure pas moins que la diversité des recherches traduit la réelle complexité du problème. Bien que l'on soit en droit d'espérer quelques progrès dans l'immédiat, notamment par une programmation du champ stabilisateur, il est certain que de nombreuses difficultés restent encore à surmonter avant d'atteindre les durées de stabilisation répondant aux exigences de la fusion contrôlée.

5. — Les configurations à miroirs ;

par M. A. Samain,
Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

I. Principe du confinement. — Une configuration magnétique à miroirs est une configuration telle que, sur chaque ligne de force, l'intensité du champ présente un minimum encadré par deux maxima.

Les miroirs de la configuration correspondent aux points où le champ magnétique est maximum.

Le mouvement d'une particule chargée dans une configuration à miroirs consiste en un mouvement transversal de rotation autour des lignes de force et un mouvement longitudinal de translation le long des lignes de force.

On montre facilement que lorsque la particule se rapproche de l'un des miroirs, une partie de son énergie cinétique longitudinale se convertit en énergie transversale.

Si l'énergie cinétique longitudinale de la particule, lorsqu'elle est au point où le champ magnétique est minimum, est suffisamment faible devant son énergie cinétique transversale, cette conversion peut être complète avant que la particule arrive à l'un des miroirs.

Le mouvement longitudinal de la particule consiste alors en un va-et-vient entre deux points d'arrêt.

On conçoit, dans ces conditions, qu'une configuration magnétique à miroirs puisse être utilisée pour le confinement d'un plasma. Dans le sens transversal, le confinement correspond à la rotation des particules autour des lignes de force. Dans le sens longitudinal, le confinement correspond au mouvement de va-et-vient décrit plus haut.

Les particules confinées dans la configuration doivent alors avoir une énergie cinétique longitudinale relativement faible par rapport à leur énergie transversale.

Cette « organisation » du plasma est évidemment détruite par les chocs entre les particules, qui tendent à réaliser l'équipartition de l'énergie d'une particule entre ses trois degrés de liberté.

Le temps pendant lequel le plasma reste confiné dans la configuration est donc de l'ordre de grandeur du temps nécessaire à cette équipartition. Ce temps dépend de la densité n et de la température W du plasma. Il est donné par

$$t = 2.10^6 \frac{W^{3/2}}{\mathrm{n}} \quad (W \text{ en eV, n en cm}^{-3}).$$

La stabilité du système constitué par le plasma et la configuration magnétique a été étudiée dans le cadre magnétohydrodynamique. Dans ce cadre, le système est instable. Cette instabilité n'a pas été observée expérimentalement, dans des conditions où il semble qu'elle aurait dû apparaître.

II. Réalisations expérimentales. — Les principales expériences qui ont éte réalisées actuellement comportaient une décharge électrique auxiliaire (canon à plasma [1]) qui permettait de construire l'assemblée de particules dans la configuration.

Les études ont porté surtout sur les points suivants.

1° Temps de confinement du plasma dans la configuration [2].

2° Compression : cette opération consiste à augmenter l'intensité du champ magnétique de la configuration. Lors de cette opération, le plasma se comprime et s'échauffe [2].

3° Accélération du plasma le long des lignes de force. Cette opération consiste à déplacer un des miroirs de la configuration le long des lignes de force. Le plasma suit ce mouvement [3].

4° Mise en rotation du plasma autour de l'axe de révolution de la configuration. Ce mouvement est obtenu en faisant circuler un courant électrique entre une électrode située au voisinage de l'axe et une électrode annulaire [4].

Mise à part la question de la stabilité du plasma dans une configuration à miroirs, l'accord des résultats expérimentaux avec la théorie est satisfaisant.

Par ailleurs, des projets plus ou moins avancés sont en cours.

Les plus intéressants sont ceux qui prévoient l'injection dans la configuration magnétique de particules rapides.

On sait qu'une particule injectée de l'extérieur dans une configuration magnétique ne parcourt dans cette configuration qu'un chemin limité. Il faut qu'un « événement » survienne pendant ce transit pour que la particule reste définitivement confinée dans la configuration.

Les projets actuellement en cours de réalisation prévoient divers dispositifs pour réaliser cet événement [5], [6].

[1] Conférence de Genève, P/367.
[2] Conférence de Genève, P/377, P/378.
[3] Conférence de Genève, P/355.
[4] Conférence de Genève, P/373.
[5] Conférence de Genève, P/1790.
[6] Conférence de Genève, P/2298.

6. — Le programme stellarator ;

par M. J. Charon,
Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Les stellarators constituent l'un des plus anciens programmes de recherches dans le domaine de la fusion contrôlée ; ce programme a en effet débuté à Princeton, sous la direction de l'astrophysicien Lyman Spitzer, pratiquement en même temps que débutait à Los Alamos, sous la direction de Tuck, le programme « striction », c'est-à-dire vers la fin de 1950.

Les études sur les stellarators se sont poursuivies continuellement depuis 1950 et le Stellarator C, dont la réalisation est en cours, constitue actuellement le plus gros investissement de crédits des États-Unis sur un projet déterminé de fusion contrôlée.

Nous décrirons, très sommairement, dans cette note, les principales étapes qui ont conduit au projet du Stellarator C.

I. Définition du problème. — Les études dans les appareils du type stellarator peuvent se définir très

grossièrement comme les recherches vers la fusion contrôlée, utilisant :

1° une chambre à plasma refermée sur elle-même, du type toroïdal ;

2° un confinement et une stabilisation au moyen d'un champ magnétique créé par des bobinages extérieurs au plasma ;

3° un chauffage n'utilisant pas exclusivement l'effet Joule.

Par rapport au programme de « striction », le stellarator semble offrir, en principe, l'avantage d'un chauffage plus efficient et d'une configuration de plasma en équilibre.

Par rapport au programme « miroirs magnétiques », le stellarator semble pouvoir offrir, toujours en principe, un meilleur confinement, puisqu'on élimine, au moyen de la géométrie toroïdale, les pertes de particules par les deux extrémités de la chambre.

Une première difficulté que l'on rencontre dès que l'on veut confiner un plasma dans un tube fermé au moyen d'un champ magnétique axial résulte de la non-homogénéité du champ magnétique dans la section du tube. Cette hétérogénéité entraîne un phénomène de séparation de charges dans la section du tube et un mouvement résultant de l'*ensemble* du plasma vers les parois du tube.

II. Transformation rotationnelle. — Spitzer proposa, dès 1951, de compenser cette dérive du plasma en donnant à la chambre une géométrie en forme de 8 (*fig.* 1).

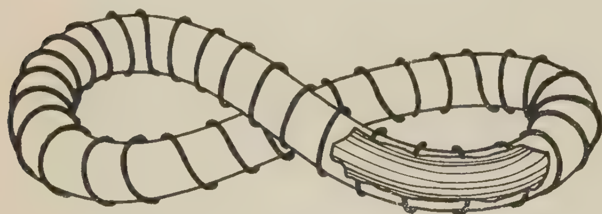


Fig. 1. — Tube en forme de 8.

On peut déjà voir intuitivement que la dérive du plasma dans l'une des boucles du 8 est compensée par la dérive dans l'autre sens dans la seconde boucle.

D'une façon plus précise, la séparation de charges qui détruit le confinement est supprimée ici grâce à une propriété qu'une telle géométrie confère aux lignes de force du champ magnétique, propriété dite « *transformation rotationnelle* ».

On peut faire apparaître simplement cette propriété de la façon suivante. Dans un tore ordinaire, si l'on suit une ligne de force du champ magnétique en partant d'un point P_1 de la section du tube par exemple, on revient en P_1 après avoir effectué un tour du tore puisque les lignes de force sont refermées sur elles-mêmes.

Supposons que l'on ait fait subir une transformation à ces lignes de force de telle façon qu'après un tour complet, on ne revienne pas en P_1, mais en un autre point P_2, puis P_3 après 2 tours, ..., P_n après n — 1 tours. On dira que les points $P_1, P_2, \ldots, P_n$ se déduisent l'un de l'autre par « transformation magnétique ».

Supposons maintenant que cette transformation soit telle que les points $P_1, \ldots, P_n$ puissent se déduire l'un de l'autre par simple rotation de même centre O et d'angle α dans la section du tube. La transformation magnétique sera alors dite « rotationnelle » et d'angle de transformation α. Dans un tel système, il n'y aura qu'un seul point, le centre O, qui se transformera en lui-même, donc une seule ligne de force refermée sur elle-même et qui définira l' « axe magnétique » du système.

Les points $P_1, \ldots, P_n$ se groupent sur une circonférence C dans la section S et si l'on déplace la section S tout le long du tube, la circonférence C engendrera un tube contenant la ligne de force unique passant par les points $P_1, \ldots, P_n$. Ce tube va constituer une surface magnétique.

On peut voir alors que

1° la géométrie en 8 assure à la configuration des lignes de force cette propriété de transformation rotationnelle (*fig.* 2). L'angle de transformation est ici égal à $\alpha = 4\theta$;

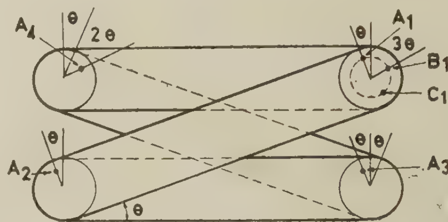


Fig. 2. — Coupe du Stellarator en 8 montrant la propriété de transformation rotationnelle.

2° dans la section S, prenons un point P_1 de coordonnées pseudo-cylindriques (r, z, α) dans le tube (*fig.* 2). Prenons une autre section S′ du tube. La ligne de force passant par P_1 vient couper S′ en un point P'_1 de coordonnées (r, z', α'). La façon dont s'effectue la séparation de charges par suite de l'hétérogénéité du champ B_z dépend des coordonnées r et α. Cela veut dire que les potentiels aux points P_1 et P'_1 vont être différents, donc qu'un courant va avoir tendance à s'établir entre les points P_1 et P'_1. Ce courant s'établira très facilement car l'on peut aller de P_1 à P'_1 en suivant, par définition, la ligne de force $P_1 P'_1$. L'apport de charges créé par ce courant va alors faire disparaître l'effet de séparation de charges aux points P_1 et P'_1. En résumé, la transformation rotationnelle va permettre l'annulation des séparations de charges, donc de la dérive du plasma vers les parois, au moyen de courants circulant dans le plasma le long des lignes de force du champ magnétique.

III. Les stellarators. — Des appareils du type stellarator, de différents modèles, ont été construits entre 1951 et 1958. On peut les répartir en quatre grandes classes A, B, C, D, chaque classe possédant elle-même un plus ou moins grand nombre de subdivisions. Les lettres A, B, C, D, se réfèrent à des modèles d'appareil d'importance croissante. On a

donné l'ordre de grandeur de ces caractéristiques dans le tableau I.

Tableau I

	Longueur en mètres	Champ axial B_z en oersteds	Température que l'on se propose d'atteindre en degrés absolus
	—	—	—
A	1	5 000	0
B	3	30 000	10^5-10^7
C	10	50 000	10^8
D	100	75 000	2.10^8

IV. Les recherches. — On peut diviser les recherches exécutées à Princeton sur les stellarators en trois grandes étapes.

1. *1951-1952.* — On vérifie l'efficacité du principe de transformation rotationnelle dans des tubes en 8 de modèle A, puis de modèle B. Les résultats sont satisfaisants, le confinement est meilleur que dans un tore, les températures atteintes de l'ordre de 10^5 °K.

2. *1953-1954.* — Encouragés par les premiers succès, les physiciens de Princeton forment le projet d'un stellarator de type D. Cet appareil devait avoir 170 m de longueur et fournir une puissance électrique de 5 000 MW. Son coût devait être voisin de 400 milliards de francs.

On décide d'expérimenter d'abord sur un prototype à plus petite échelle, de la classe C. Les principales améliorations apportées à cet appareil par rapport à celles des années précédentes sont les suivantes.

a) *Pompage magnétique.* Il s'agit d'une méthode de chauffage du plasma au moyen d'un champ magnétique axial oscillant à une fréquence convenable qui est généralement de l'ordre de grandeur de la fréquence de collision des ions dans le plasma. On pourrait de cette façon, au moins théoriquement, porter le plasma à une température de quelque 10^8 °K en des temps relativements courts.

b) *Couverture de* ^{6}Li. Si l'appareil fonctionne avec la réaction D-T, la plus grande partie de l'énergie thermonucléaire est emmenée par les neutrons. Il faut ralentir ces neutrons et transformer leur énergie cinétique en chaleur. D'autre part, on se servira des neutrons pour régénérer le tritium consommé, en utilisant la réaction **n**(^{6}Li, T)^{4}He + 4,8 MeV. C'est à ces deux besoins que répond la couverture de ^{6}Li. La chambre à décharges est entourée par un système de tubes où circule, soit de l'eau (modérateur, réfrigérant), soit une solution de nitrate de ^{6}Li (modérateur, réfrigérant, régénération de T).

c) *Épurateur* (*divertor*). Cet appareil a pour but d'empêcher un trop grand nombre de particules chargées de frapper les parois de la chambre, ce qui entraîne un dégazage important et, éventuellement, un échauffement trop considérable des parois. L'appareil est représenté par la figure 3. Dès qu'une particule chargée s'approche des parois, elle est canalisée par une ligne de force du champ magnétique dans un tambour annulaire, puis arrêtée par une cloison convenablement disposée. Dans cet épurateur, on peut réaliser un vide et un refroidissement intenses.

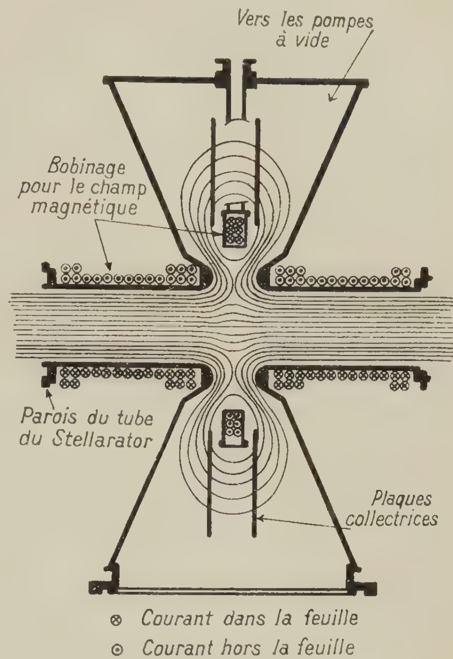


Fig. 3. — Épurateur.

d) *Correction de courbure* (*scallops*). Les courants dans le plasma (dus à l'annulation des séparations de charges) peuvent devenir si importants dans certaines régions de l'appareil que le champ magnétique de confinement est déformé d'une façon inacceptable. Comme la séparation de charges, donc le courant, dépend du signe de la courbure, on alterne les courbures concaves et convexes dans les portions coudées du tube (*fig.* 4) tout en conservant la courbure générale dans le bon sens.

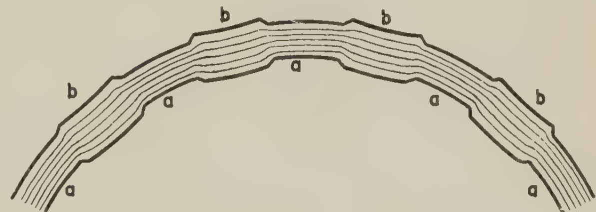
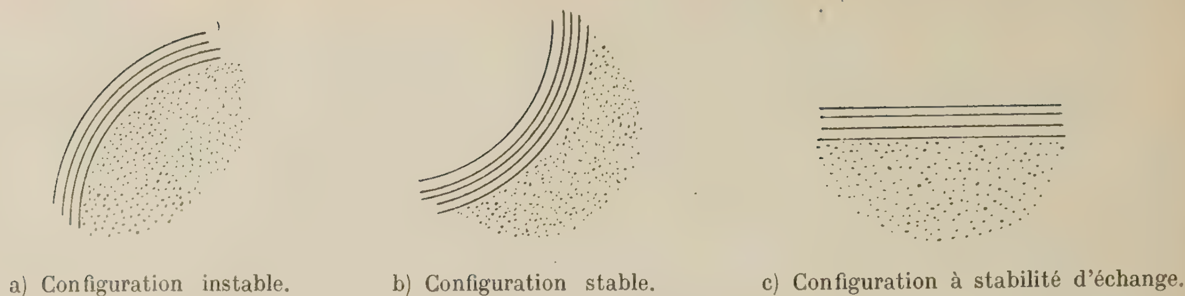


Fig. 4. — Correcteur de courbure.

Vers la fin de 1954, le projet du Stellarator C était presque terminé et la mise en chantier de cet appareil allait commencer.

Les projets à grande échelle du programme Stellarator furent brusquement ralentis à cette époque car, sur une suggestion de E. Teller, trois groupes de théoriciens devaient montrer, indépendamment l'un de l'autre, qu'une configuration dans le genre de celle du Stellarator devait être instable.



a) Configuration instable. b) Configuration stable. c) Configuration à stabilité d'échange.

Fig. 5. — Critère de stabilité d'échange.

La figure 5 montre le plasma et le champ magnétique dans trois positions relatives, différant par le sens de courbure de la surface de séparation plasma-champ magnétique. Théoriquement, la configuration (a) serait instable, la configuration (b) stable ; (c) représenterait la limite entre ces deux cas.

Les stellarators (et d'ailleurs, plus généralement, tous les dispositifs utilisés jusque là dans les recherches de fusion contrôlée) entraient dans la catégorie instable (a).

3. *1955-1958.* — Pendant les années qui suivirent la prévision théorique de ce genre d'instabilité, les physiciens de Princeton allaient revenir sur des recherches à plus petite échelle utilisant des stellarators des catégories A et B.

Les progrès les plus marquants réalisés depuis 1954 à Princeton sont les suivants.

a) *Pureté.* L'épurateur avait déjà permis de conserver un plasma « propre » et la température ionique avait pu être augmentée d'un facteur 10.

En chauffant entièrement toute la chambre à décharge à une température comprise entre 400 et 500° C, on parvint à réaliser des vides de l'ordre de 10^{-10} mm de mercure et à améliorer encore ainsi la propreté du plasma.

b) *Résonance cyclotronique.* Si le chauffage du plasma est réalisé au moyen d'un champ magnétique axial oscillant à une fréquence voisine de la fréquence cyclotronique des ions tournant autour des lignes de force du champ magnétique et si certaines conditions particulières sont réalisées, on obtient un chauffage du plasma plus efficient et plus rapide (au moins théoriquement) qu'en utilisant le pompage magnétique à la fréquence de collision des ions.

Des expériences effectuées en 1957 semblent confirmer ces prévisions.

c) *Recouvrement du champ magnétique* (*shear*). Spitzer montrait que si, indépendamment de la transformation rotationnelle, on pouvait obtenir que les lignes de force du champ magnétique se recouvrent l'une l'autre (*fig.* 6) en s'éloignant de l'axe magnétique (shear), on pouvait atténuer (sinon supprimer) l'instabilité d'échange. Ce « shear » est obtenu, par exemple, au moyen de deux groupes de conducteurs enroulés en hélice autour du tube et parcourus par des courants en sens inverses.

d) *Retour à la géométrie torique.* On constata de plus que non seulement la modification *c* atténuait les instabilités d'échange, mais elle provoquait à elle seule une transformation rotationnelle des lignes de force du champ principal B_z, ce qui permettait d'abandonner la géométrie compliquée en forme de 8 pour reprendre la géométrie toroïdale (ou plus exactement une forme ovale du type « hippodrome »).

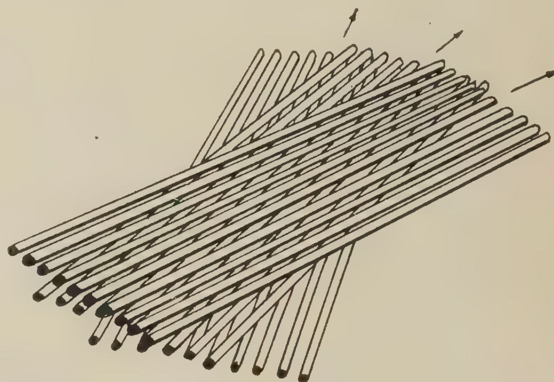


Fig. 6. — Champ de recouvrement.

Les améliorations *a*, *b*, *c*, *d* qui précèdent, justifièrent de reprendre en 1957 les études du Stellarator C abandonnées deux ans auparavant. Cet appareil est actuellement en cours de construction et devrait être terminé vers la fin de 1960.

En résumé, le programme stellarator comporte à l'heure actuelle de très larges études et, en particulier, la mise en chantier du plus important appareil expérimental de fusion contrôlée, le Stellarator C. Des progrès notables ont été réalisés depuis 1951 dans les domaines de la pureté, du confinement, du chauffage et des instabilités.

Mais les problèmes à résoudre sont encore nombreux, notamment en ce qui concerne les instabilités. On ne tient pas encore la preuve qu'il sera possible, par une simple extrapolation des moyens actuels, de parvenir à un plasma thermonucléaire ayant les qualités requises pour être utilisé pratiquement dans un réacteur à fusion.

7. — Les progrès des piles atomiques pour la production d'énergie après la Conférence de Genève ;

par M. J. Horowitz,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

8. — Comportement des solides dans les réacteurs de puissance ;

par M. A. Herpin,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Les solides soumis aux rayonnements existant à l'intérieur d'un réacteur nucléaire (neutrons rapides, rayons γ) voient leurs propriétés assez fortement modifiées pour que ce soit un problème technologique important. Si on met à part les matériaux combustibles, le solide le plus utilisé à la construction des réacteurs est le graphite (modérateur). Deux effets principaux sont provoqués par son irradiation : un allongement anisotrope et une énergie excédentaire qui peut être libérée par échauffement du graphite. Ce dernier phénomène, qui est à l'origine de certains accidents, est assez complexe et pose des problèmes non encore résolus à l'heure actuelle. Cette énergie provient des atomes déplacés dans le réseau par les neutrons rapides et auxquels est attachée une énergie potentielle. Il semble bien que la guérison des défauts se fasse par étapes, les défauts ponctuels se rassemblant, lors des premiers stades de la « guérison », pour donner des défauts plus compacts de moindre énergie. C'est très probablement le cas lors d'un recuit à 200° C qui est accompagné d'une très forte libération d'énergie (pouvant dépasser la chaleur spécifique, d'où une instabilité thermique) sans que pour autant les paramètres cristallins en soient notablement affectés.

SECTION D'OPTIQUE

JOURNÉE DU 15 MARS 1958

Présidence de M. P. Jacquinot.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Recherches récentes sur les couches minces à l'Institut d'Optique ;

par M. F. Abelès.

Les travaux dont il a été question sont ceux qui ont été effectués en collaboration avec

Mme M. C. Lostis pour la préparation de lames minces biréfringentes non absorbantes et la détermination des indices de réfraction et des épaisseurs ;

Mlle M. C. Munès pour la détermination des propriétés optiques de lames minces non absorbantes à l'aide de mesures de déphasages exclusivement.

2. — Sur un dispositif de comptage de photons ;

par M. E. Baumgardt,
Groupe de Recherches de Physiologie des Sensations et Laboratoire de Physiologie à la Sorbonne.

Pour constater l'incidence d'un photon, il faut que celui-ci réagisse de quelque manière sur un récepteur, par exemple sur une cathode photosensible. Celle-ci peut émettre un électron par suite de l'absorption d'un photon, mais aucune couche photosensible connue ne possède un rendement de 100 %, même dans la bande spectrale où la sensibilité de la couche atteint son maximum. Ce n'est donc qu'une fraction, constante en moyenne, des photons incidents qu'on peut enregistrer et chaque électron libéré correspond à l'absorption d'un seul photon.

Nous avons utilisé une cellule multiplicatrice d'électrons à 20 étages, mise au point par M. Lallemand, Astronome à l'Observatoire de Paris. La couche photosensible de sa cathode est du type antimoine-césium et sa particularité est un bruit de fond extrêmement bas. En effet, refroidie par de la neige carbonique aux environs de — 70° C, elle n'émet que huit électrons par seconde, en moyenne, en tant que courant d'obscurité. Dans ces conditions, elle peut servir à l'enregistrement de photons isolés.

Le gain du multiplicateur d'électrons peut atteindre 5.10^7, sous 150 V de tension d'alimentation par étage, et celui de l'amplificateur d'un oscilloscope recevant les tops du multiplicateur est de l'ordre de 3.10^3, soit un gain total de $1{,}5.10^{11}$ environ. C'est amplement suffisant pour que chaque émission d'un électron par la photocathode se traduise par un signal très net sur l'écran de l'oscilloscope.

Le rendement de notre multiplicateur d'électrons à photocathode est de l'ordre de 5 % dans le violet (425 mμ) et de 2 ‰ dans le rouge (692 mμ) où nous avons opéré. Tout en assurant une stabilité à 1,5 ‰ près du courant d'alimentation de notre source, une lampe à ruban de tungstène, nous avons interposé entre source et photocathode, des filtres et diffuseurs de manière à enregistrer *en moyenne* 4 signaux par éclat de 8 ms de durée. Dans ces conditions, le bruit de fond devient négligeable. La figure 1 montre un exemple d'une suite de clichés ainsi obtenus.

On constate que les signaux sont de tailles très variables. Cela provient du fait que l'amplification au sein du multiplicateur d'électrons est un phénomène statistique et aléatoire. Il existe une gamme de probabilités pour que l'amplification par émission d'électrons secondaires se fasse dans 20, 19, 18, 17, ... étages. Si, *en moyenne*, un électron émis par la photocathode provoque à la sortie une cascade de 5.10^7 électrons, un électron particulier peut subir une amplification beaucoup plus faible ou plus élevée.

L'analyse statistique de quelque 1 800 clichés obtenus par nous a montré que les fréquences d'apparition de k signaux ($k = 0, 1, 2, 3, \ldots$) par cliché sont parfaitement compatibles avec celles qu'on déduit de la loi de Poisson, grâce à la connaissance de la moyenne *m* observée [1]. La répartition dans le temps des absorptions de photons faisant partie d'un faisceau lumineux d'intensité extrêmement faible est donc due au seul hasard.

Bien que la photomultiplicatrice d'électrons de M. Lallemand ne soit pas commercialisée, il peut paraître intéressant d'en faire connaître quelques caractéristiques. La figure 2 en donne la sensibilité



Fig. 1. Fig. 2. — En abscisse, longueur d'onde en millimicrons ; en ordonnée, sensibilité relative.

relative entre 400 mμ et 700 mμ. Son courant d'obscurité à température normale est en moyenne de $1,5.10^{-9}$ A pour 85 V de tension d'alimentation par étage. Dans ces mêmes conditions, un flux de 10^{-10} lm peut être mesuré avec une précision de 1 %. Le débit de la cellule ne doit pas dépasser 3.10^{-8} A si une telle précision est exigée. En dépassant cette limite, on risque une baisse progressive de la sensibilité qui peut atteindre 8 % aux environs de 10^{-7} A. On doit donc éviter dans la mesure du possible d'éclairer la cathode plus longtemps que cela est indispensable pour les lectures. Celles-ci peuvent se faire aisément avec un galvanomètre de table à sensibilité de 0,05 μA par échelle de 30 cm et de 150 divisions.

[1] Baumgardt (E.), Sur le caractère aléatoire de l'absorption de photons, *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 2236.

(*) **3. — Présentation de dispositifs permettant d'augmenter la luminance apparente de sources de types divers** [1] ;

par M. J. Vulmière et Mme H. Vulmière,

Institut d'Optique, Paris.

1. *Sources à incandescence à surface émettrice polie ou diffusante.* — L'observation de filaments de tungstène nous a montré qu'il était possible par des procédés optiques d'amplifier la luminance de ces filaments et, dans certains cas, de transformer une source incandescente de température vraie T en une source de surface identique, dont les propriétés sont, du point de vue de l'émission énergétique, voisines de celles du « corps noir » à cette même température T et ceci, dans un angle solide pouvant atteindre 60°.

Qu'il soit poli (tungstène, par exemple) ou diffusant (mélange d'oxydes) un filament porté à l'incandescence peut être considéré à la fois comme une source possé-

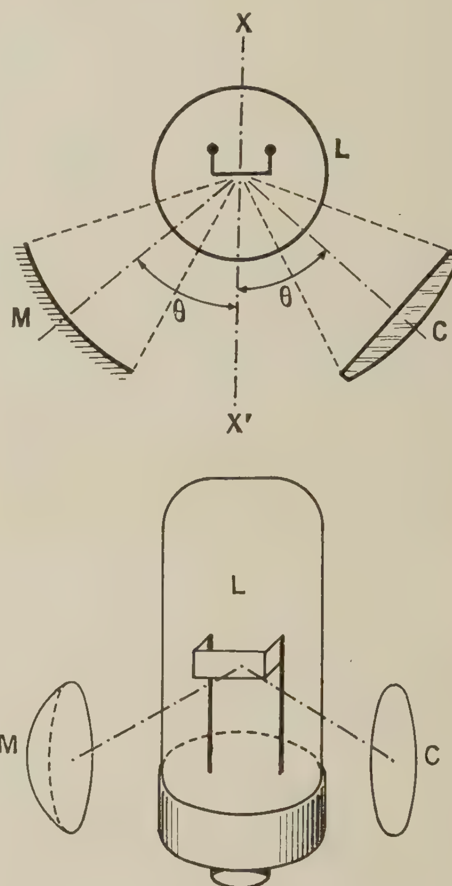


Fig. 1. — L, lampe à ruban ; M, miroir ; C, condenseur.

dant une luminance énergétique propre L et comme un miroir ou écran diffusant de pouvoir réflecteur R.

Si, à l'aide d'un système optique approprié, on récupère l'énergie lumineuse non directement utilisée par le condenseur, pour former une image du filament rigoureusement sur lui-même, il y a augmentation de la luminance apparente.

Si, en outre, le corps incandescent réfléchit bien l'infrarouge, l'énergie récupérée par absorption par le filament est faible ; l'augmentation de température vraie est donc négligeable : ce n'est pas à un échauffement qu'est due l'augmentation de luminance. Dans le cas du tungstène qui est un corps gris dans le visible, la température de couleur reste elle-même inchangée.

[1] Ces dispositifs ont fait l'objet de brevets déposés par le Centre National de la Recherche Scientifique.

Supposons négligeables les pertes dues au système optique « amplificateur de luminance ».

Lorsque les rayons réfléchis une fois sur le filament se trouvent dans la direction d'observation, la luminance apparente de la partie correspondante du filament devient $L(1 + R)$.

C'est le cas de la lampe à bande (ruban de tungstène) associée à un miroir concave avant (*fig.* 1).

Lorsque l'amplificateur de luminance permet des réflexions multiples alternativement sur lui-même et sur le filament, la luminance apparente devient $L/(1 - R)$.

Pour une longueur d'onde déterminée, le facteur d'augmentation de luminance est,

pour $R = 0{,}5$ de l'ordre de 2,
» $R = 0{,}75$ » 4,
» $R = 0{,}9$, » 10.

Le système employé dans ce cas est une sphère réfléchissante centrée sur la source qui peut être un filament de tungstène spiralé ou un filament de Nernst. Pour obtenir les facteurs d'amplification élevés prévus ci-dessus, il est indispensable que la sphère présente des caractéristiques de construction précises permettant le maximum de réflexions multiples.

2. *Tubes à gaz en régime continu ou instantané.* — Lorsque le phénomène d'autoabsorption est faible, ce qui est presque toujours le cas, il est possible d'amplifier dans un grand angle d'observation la luminance des tubes à gaz (facteur 10 et plus).

En effet, la luminance augmentant avec la longueur de la colonne de gaz observée dans une direction donnée, il suffit de rendre les parois du tube réfléchissantes tout en choisissant judicieusement la forme de ce tube, l'emplacement de la fenêtre de sortie et la direction d'observation.

Dans l'exemple schématisé par la figure 2, le trajet

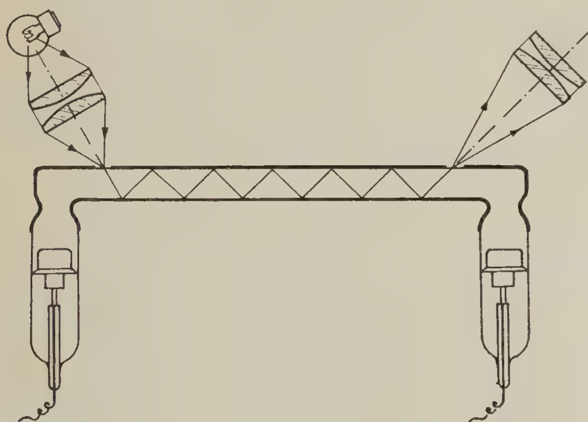


Fig 2.

effectif dans le gaz est nettement supérieur à la longueur du tube utilisé.

Lorsque le tube est éteint, il est possible de l'utiliser comme « guide » de la lumière émise par une source auxiliaire. On peut ainsi substituer au rayonnement du tube à décharge un autre rayonnement servant à des repérages de longueur d'onde ou encore jouant le rôle de veilleuse entre l'émission des décharges.

4. — Un phénomène d'interférences en lumière blanche résultant de la combinaison des franges des lames isotropes et anisotropes ;

par M. G. Nomarski,
Institut d'Optique, Paris.

5. — Les franges d'interférences de deux systèmes d'ondes et la théorie de l'information ;

par M. P. M. Duffieux,
Faculté des Sciences de Besançon.

Cette Communication a fait l'objet d'un article dans la *Revue d'Optique*, t. **37**, n° 9, septembre 1958, p. 441.

6. — Étude des angles de raccordement des surfaces liquides avec les solides par les interférences en lumière polarisée ;

par M. M. Françon et Mlle Y. Gandon,
Institut d'Optique, Paris.

Lorsqu'un liquide est mis en contact avec un solide, par suite des forces d'adhérence et des forces de cohésion la surface liquide se relève ou s'abaisse suivant que le liquide mouille ou ne mouille pas le solide. L'angle formé au contact du solide par la surface liquide avec la surface solide est l'angle de raccordement.

Nous avons appliqué une méthode d'interférences en lumière polarisée à la mesure des angles de raccordement. Cette méthode, basée sur le dédoublement de l'onde incidente par un système biréfringent, permet de déterminer en chaque point la pente de la surface d'onde.

Nous nous sommes essentiellement attachés à définir les possibilités d'utilisation de cette méthode dans le cas de la mesure des angles de contact et à rechercher l'allure des phénomènes dans quelques cas particuliers : gouttes de liquides, lames ou fils cylindriques immergés.

Cette Communication a fait l'objet d'un article dans *Optica Acta*, t. **5**, nos 3-4, décembre 1958, p. 78.

(*) 7. — Quelques aspects de la théorie de la formation des images en éclairage partiellement cohérent ;

par M. S. Slansky,
Institut d'Optique, Paris.

L'éclairage partiellement cohérent, cas intermédiaire entre l'éclairage cohérent (objet éclairé par une source ponctuelle) et l'éclairage incohérent (objet lumineux par lui-même), se présente dans le cas d'un objet éclairé à l'aide d'une source de dimensions angulaires non négligeables. Le calcul de la répartition des intensités lumineuses dans l'image d'un objet éclairé de façon partiellement cohérente peut se faire en utilisant la notion de « facteur de cohérence » dont la théorie a été

développée par Zernike [1], Hopkins [2], Blanc-Lapierre et Dumontet [3], Wolf [4], etc. Les expressions générales obtenues pour la correspondance entre l'objet et son image se présentent sous une forme assez compliquée. Contrairement à ce qui a lieu pour l'éclairage cohérent ou incohérent, la correspondance image-objet en éclairage partiellement cohérent n'est linéaire ni en amplitude ni en intensité. En vue de faciliter certains calculs, nous avons cherché à développer une méthode d'approximations successives, de telle sorte que la première approximation donne une correspondance linéaire entre l'objet et son image. L'approximation linéaire ainsi obtenue représente assez bien, au moins de façon qualitative, l'allure générale de l'évolution de l'image en fonction du degré de cohérence dans le cas d'un objet peu contrasté. Dans le cas où le contraste est faible dans l'image bien qu'il atteigne une forte valeur sur l'objet lui-même (ce qui peut avoir lieu par exemple si les détails fortement contrastés de l'objet ont des dimensions assez faibles, compte tenu du pouvoir séparateur de l'instrument), l'approximation linéaire est encore acceptable lorsque l'ouverture du système d'éclairage est plus petite que celle de l'instrument ou tout au plus du même ordre de grandeur ; l'approximation cesse d'être valable lorsque le système d'éclairage est nettement plus ouvert que l'instrument d'observation, mais le terme correctif est assez simplement calculable dans certains cas.

En appliquant les formules ainsi obtenues, nous voyons que, dans le cas d'un objet de faible contraste, la répartition des intensités dans l'image en éclairage partiellement cohérent se déduit de celle obtenue en éclairage cohérent en remplaçant la fonction $F(X)$ représentant la répartition des amplitudes complexes dans l'image d'un point par une fonction $\Phi(X)$ définie comme suit. Supposons que l'on diaphragme l'instrument de manière à réduire son ouverture à celle du système d'éclairage ; la fonction $F(X)$ se transforme alors en une certaine fonction $G(X)$; nous avons $\Phi = FG^*$. Lorsque le système d'éclairage a une ouverture supérieure ou égale à celle de l'instrument, nous avons $F = G$, donc $\Phi = F^2$ et l'image est (en première approximation) la même qu'en éclairage incohérent.

Lorsque les propriétés de l'objet sont représentables par un facteur de transmission réel, c'est-à-dire lorsque l'objet ne produit aucun déphasage, on peut aussi considérer que l'image en éclairage partiellement cohérent se déduit de celle en éclairage incohérent en remplaçant la fonction $|F^2|$ donnant la répartition des intensités dans l'image d'un point par la partie réelle de la fonction Φ considérée ci-dessus. Remarquons qu'en général la fonction ainsi obtenue ne peut pas représenter en éclairage incohérent une image fournie par un instrument effectivement réalisable. Il convient de noter qu'en ce qui concerne la comparaison à l'éclairage incohérent, ce que nous venons de dire ne s'applique pas au cas d'un objet tel qu'un point noir sur fond blanc, dont le contraste est fort bien que celui de l'image soit faible ; nous avons vu en effet qu'en donnant au système d'éclairage une ouverture égale à celle de l'instrument le contraste de l'image d'un point noir est près du double de celui en éclairage incohérent [5]. Il semble aussi que le résultat indiqué par Steel [6] concernant l'image d'une ligne sombre ne soit valable que si la ligne a un contraste suffisamment faible et ne soit pas applicable à une ligne complètement noire, même de faible largeur.

En considérant les transformées de Fourier de l'objet et de son image, nous pouvons, en première approximation, représenter la formation des images en éclairage partiellement cohérent par un « filtrage des fréquences spatiales » suivant une loi intermédiaire entre celles de l'éclairage cohérent et de l'éclairage incohérent. En étudiant l'effet des dimensions de la source sur la loi de filtrage de divers types d'instruments, nous trouvons que la déformation de la loi de filtrage se manifeste surtout dans le cas où l'instrument est muni d'un filtre qui atténue fortement les fréquences les plus basses et présente un maximum de transmission pour les fréquences élevées. Dans le cas des instruments du type usuel, qui laissent passer à peu près uniformément les fréquences d'une certaine bande, l'étude des images de quelques types d'objets semble indiquer que l'ouverture du système d'éclairage a pratiquement peu d'effet sur l'image jusqu'à environ 20 % de l'ouverture de l'instrument.

[1] Zernike (F.), *Physica*, 1938, **5**, 785.
[2] Hopkins (H. H.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1951, **208**, 263 ; 1953, **217**, 408.
[3] Blanc-Lapierre (A.) et Dumontet (P.), *Rev. Opt.*, 1955, **34**, 1.
[4] Wolf (E.), *Proc. Roy. Soc.* [A], 1954, **225**, 96.
[5] Slansky (S.), *Opt. Acta*, 1955, **2**, 119.
[6] Steel (W. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 405.

8. — Mesure de la biréfringence de lames minces anisotropes indépendamment de l'épaisseur ;

par M. J.-C. Thrierr,
Institut d'Optique, Paris.

L'analyse spectrale de la lumière blanche ayant traversé en faisceaux parallèles un interféromètre de Fabry-Perot, montre dans le spectre, une série de cannelures.

En intercalant, entre les deux plans de l'interféromètre, une lame mince anisotrope, on observe de même une série de cannelures qui sont :

d'une part, déformées par les variations d'épaisseur optique,

d'autre part, dédoublées par suite de la biréfringence $n' - n$.

Ce dédoublement des cannelures donne directement la biréfringence $n' - n$, quelle que soit l'épaisseur ou les variations d'épaisseur de l'échantillon.

Cette méthode a été appliquée à la mesure de la biréfringence d'échantillons de cellophane et de mica.

9. — Résultats récents de filtrage des images optiques ;

par Mmes M. Marquet, O. Tcheng,
MM. J. Pouleau et A. Maréchal,
Institut d'Optique, Paris.

Le procédé consiste à filtrer sélectivement les diverses fréquences spatiales d'une image optique. On utilise pour cela un montage à double diffraction analogue à celui de l'expérience d'Abbe. On peut en parti-

culier dans ces conditions atténuer les « basses fréquences » et améliorer le contraste des détails des images. L'obtention de résultats valables nécessite certaines précautions que l'on discute.

Croce (P.), *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 569 et 642.
Maréchal (A.), Croce (P.) et Dietzel (K.), *Acta electron.*, 1958, **2**, 256 ; *Opt. Acta*, 1958, **5** (n° hors-série), 256

(*) **10. — Sur les constantes optiques des couches minces métalliques ;**

par M. P. Rouard,
Laboratoire de Physique générale
de la Faculté des Sciences de Marseille.

I. Introduction. — Si l'on suppose, en première approximation, qu'une couche mince métallique est homogène, isotrope et limitée par deux faces planes et parallèles, on sait qu'elle peut être caractérisée par *trois paramètres* : son épaisseur d, son indice de réfraction ν et son indice d'extinction $\varkappa$, ces deux derniers, que l'on appelle les constantes optiques, étant le plus souvent réunis sous la forme d'un *indice complexe* $n = \nu - i\varkappa$.

Il est admis aujourd'hui que les substances déposées en couche mince ont, en général, des structures et partant des constantes optiques différentes de celles qu'elles ont à l'état massif. Ceci est en fait surtout vrai lorsque l'épaisseur de la couche mince devient *inférieure à une dizaine de millimicrons*. La structure d'une couche très mince dépend d'ailleurs non seulement de l'épaisseur mais encore de la nature (métal, semi-conducteur, diélectrique) de la substance déposée, de la nature et de la température du support, de la vitesse avec laquelle le dépôt a été réalisé, du temps qui s'est écoulé depuis l'époque de la préparation, etc. Il en est de même des constantes optiques.

Le problème de la détermination de ces constantes optiques préoccupe depuis longtemps les spécialistes et un très grand nombre de travaux lui ont été consacrés depuis ceux de Drude [1]. Des méthodes de détermination très ingénieuses ont été proposées, en particulier celles de Försterling [2], Schulz [3], Abelès [4], etc. La question a fait un pas décisif dans ces dernières années grâce surtout à Schopper [5] et à Malé [6], [10].

Le premier de ces deux auteurs a montré en effet qu'il était possible de calculer directement les paramètres d_1, ν_1, $\varkappa_1$ d'une couche mince, déposée sur un support transparent d'indice n_2 et placée au contact de l'air d'indice $n_0 \simeq 1$, en fonction des facteurs de réflexion en incidence normale dans l'air R, dans le support R', du facteur de transmission T et des trois changements de phase correspondants. Jusque là on pensait, qu'étant donnée leur complexité, il n'était pas possible de renverser les équations donnant R, R', T et les changements de phase correspondants en fonction de d_1, ν_1 et $\varkappa_1$. La méthode de Schopper est théoriquement inattaquable mais, du point de vue pratique, elle nécessite six mesures délicates, en particulier les mesures de changements de phase, et, en fait, son auteur ne l'a appliquée qu'au cas de couches d'argent étudiées au moyen de la radiation 5 461 Å du mercure, le procédé d'étude employé étant visuel.

Le second, Malé, a tout d'abord montré que tous ceux qui s'étaient occupés avant lui de la question et en particulier Goos [7], Murmann [8], Krautkrämer [9], etc., avaient commis une *erreur fondamentale* dans leurs déterminations. En effet, les méthodes que ces auteurs ont utilisées fournissent, pour chaque épaisseur de la couche mince, deux couples de valeurs possibles pour ν_1 et $\varkappa_1$. L'un de ces couples correspond à un *coefficient d'extinction* $K = \varkappa_1/\nu_1 < 1$, l'autre à un coefficient d'extinction supérieur à 1. A l'époque où ont été faites ces déterminations, ces auteurs ont raisonné par continuité à partir des valeurs de ν_1 et de $\varkappa_1$ relatives au métal massif et ils ont choisi $K > 1$ dans le visible. Or, pour les très faibles épaisseurs ceci est inexact car, pour $K > 1$ les courbes théoriques donnant les variations du facteur transmission en fonction de l'épaisseur ne présentent ni maximum ni minimum contrairement aux courbes expérimentales. C'est donc $K < 1$ qu'il faut choisir.

D'autre part, les épaisseurs étaient déterminées par pesées ce qui suppose que la masse spécifique du métal en couche mince est la même que celle du métal massif, hypothèse certainement erronée, au moins pour les très faibles épaisseurs.

Le problème de la détermination des constantes optiques était donc, il y a cinq ans, à reprendre dans son ensemble.

Pour le résoudre Malé [6], [10] a proposé une méthode graphique permettant la détermination *simultanée* de l'épaisseur d_1 et des constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ à partir des résultats de trois mesures : par exemple les mesures des facteurs de réflexion R, R' et du facteur de transmission T, l'un quelconque de ces facteurs pouvant être remplacé par un changement de phase. Ceci est d'ailleurs nécessaire lorsque la couche est très mince et qu'à la précision des mesures apparaît une relation approchée entre R, R' et T [relation de Wolter $n_0(1 - R' - T) = n_2(1 - R - T)$].

II. Résultats. — Malé a tout d'abord appliqué sa méthode à une série de valeurs expérimentales de R, R' et T obtenues par Goos [7] pour des couches minces d'argent cathodique et $\lambda = 2\,653$ Å.

Goos déterminait l'épaisseur de ses couches par pesées et les constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ grâce à la

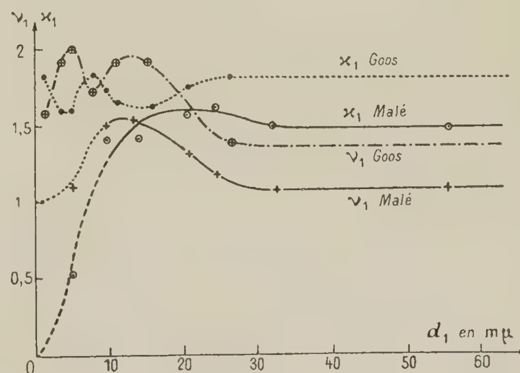


Fig. 1. — Variations, en fonction de l'épaisseur, des constantes optiques de l'or, pour $\lambda = 2\,653$ Å, d'après Goos et d'après Malé.

méthode de Murmann [8] et en commettant l'erreur signalée plus haut.

La figure 1 représente les résultats de Goos et de Malé qui se rapportent aux mêmes valeurs trouvées expérimentalement pour R, R' et T.

On voit que les courbes de Malé sont beaucoup plus régulières que celles de Goos et passent chacune par un maximum, ce dernier se produisant pour une épaisseur plus faible pour ν_1 que pour $\varkappa_1$. Ce fait, inaperçu par les auteurs qui s'étaient occupés précédemment de la question, s'explique très bien par la théorie, comme l'a montré Malé [6], [10] à la suite de Maxwell-Garnett [11].

Dans cette théorie on considère que les couches minces sont constituées par des microcristallites possédant chacun les propriétés du métal massif, c'est-à-dire ayant le même indice de réfraction et le même indice d'extinction (ce qui paraît raisonnable en première approximation étant donné ce que l'on sait sur la constitution des couches).

Une couche mince d'un métal donné est alors caractérisée essentiellement par son coefficient de remplissage q (volume réel de métal contenu dans l'unité de volume de la couche mince supposée limitée par deux surfaces planes et parallèles).

Dans ces conditions on obtient une relation fournissant l'indice complexe $n_1 = \nu_1 - i\varkappa_1$ de la couche mince, c'est-à-dire ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction du coefficient de remplissage q et on peut tracer les courbes théoriques correspondantes.

En définitive, on suppose que *les variations des constantes optiques avec l'épaisseur de la couche mince sont dues essentiellement à la structure lacunaire des couches.* A mesure que l'épaisseur de la couche augmente le coefficient de remplissage q augmente aussi.

Lorsque l'épaisseur tend vers 0 il en est de même de q. Alors $\nu_1 \to 1$ tandis que $\varkappa_1 \to 0$, c'est-à-dire vers les constantes optiques de l'air.

Si l'indice d'extinction $\varkappa$ *du métal massif pour la longueur d'onde considérée est plus grand que l'indice de réfraction* ν les courbes donnant ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction de q passent chacune par un maximum. Ce dernier se produit pour un coefficient de remplissage, et partant une épaisseur plus faible, pour ν_1 que pour $\varkappa_1$, comme le montrent par exemple les courbes théoriques tracées par Malé pour $\varkappa = 4$ et $\nu = 0, 1, 2, 4$ (*fig. 2*).

Si au contraire $\varkappa < \nu$ *il peut ne pas y avoir de maximum.*

Ces conclusions théoriques sont entièrement vérifiées par les résultats expérimentaux que nous avons obtenus au laboratoire en déterminant par la méthode de Malé les constantes optiques de couches minces d'argent, de palladium et d'or.

Constantes optiques de l'argent en couches très minces. — La figure 3 montre, d'après Philip et Trompette [12], comment varient, en fonction de l'épaisseur massique d_1, les constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ de l'argent en couches minces pour les longueurs d'onde 3 021, 4 358 et 5 461 Å.

Pour les deux dernières, $\varkappa$ est plus grand que ν pour le métal massif. On constate effectivement, comme le veut la théorie, que l'indice de réfraction et l'indice d'extinction passent tous deux par un maximum quand l'épaisseur, et partant le coefficient de remplissage, augmentent. Le maximum de l'indice d'extinction se produit toujours pour une épaisseur supérieure à celle pour laquelle se produit celui de l'indice de réfraction.

Par contre, pour 3 021 Å l'indice d'extinction croît

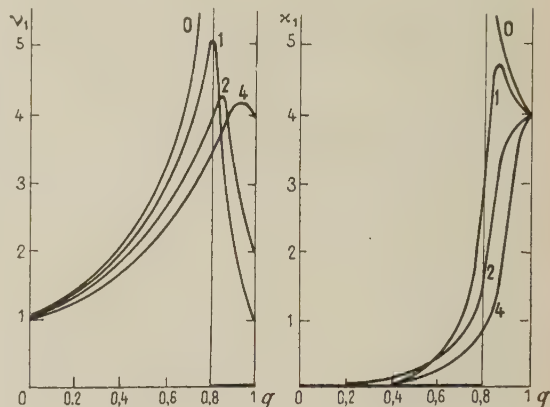


Fig. 2. — Variations des constantes optiques ν_1 et $\varkappa_1$ en fonction du coefficient de remplissage q.

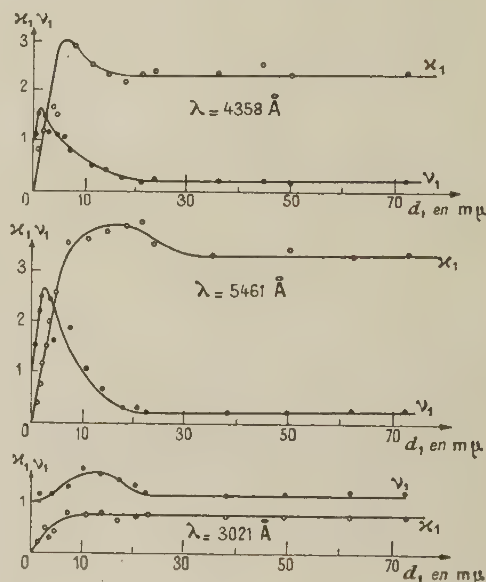


Fig. 3. — Variations des constantes optiques de l'argent en fonction de l'épaisseur massique, pour $\lambda = 3\,021$, 4 358 et 5 461 Å.

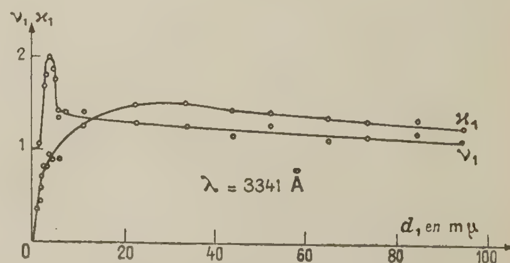


Fig. 4. — Variations des constantes optiques de l'or en fonction de l'épaisseur massique, pour $\lambda = 3\,341$ Å.

régulièrement avec l'épaisseur, conformément aux prévisions théoriques, sans passer par un maximum.

En fait, 8 longueurs d'onde, allant de 3 021 et 5 780 Å ont été utilisées pour ces mesures. Tous les résultats obtenus confirment ceux que nous venons d'indiquer.

Constantes optiques de l'or en couches très minces. — Voici, d'après Philip [13], comment varient, en fonction de l'épaisseur, les constantes optiques de l'or en couches très minces (*fig.* 4) pour la radiation de longueur d'onde 3 341 Å.

L'indice de réfraction et l'indice d'extinction passent tous deux par un maximum, celui de l'indice de réfraction se produisant le premier et étant très aigu, comme dans le cas de l'argent pour 4 358 et 5 461 Å.

Constantes optiques du palladium en couches très minces. — Voici, d'après Malé et Trompette [14], comment varient, en fonction de l'épaisseur massique, les constantes optiques du palladium pour $\lambda = 3\,404$ Å et 5 461 Å (*fig.* 5).

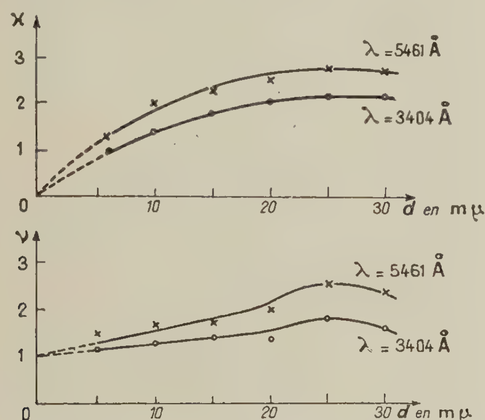


FIG. 5. — Variations des constantes optiques du palladium en fonction de l'épaisseur massique, pour $\lambda = 3\,404$ et 5 461 Å.

Dans les deux cas le maximum est très visible pour l'indice de réfraction ν_1. Il est à peine indiqué pour $\varkappa_1$. D'autre part, contrairement à ce qui se passe pour l'or et pour l'argent, ν_1 est toujours plus grand que 1.

La courbe suivante (*fig.* 6) montre comment, dans

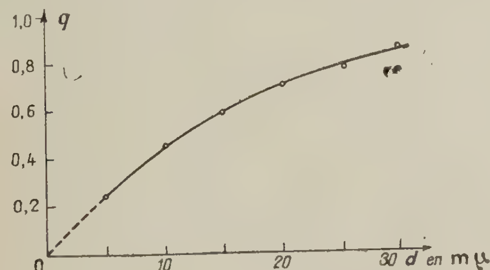


FIG. 6. — Variation du coefficient de remplissage q en fonction de l'épaisseur massique pour des couches minces de palladium.

le cas du palladium, varie le coefficient de remplissage q en fonction de l'épaisseur massique. Ce coefficient tend nettement vers 0 avec l'épaisseur massique.

III. CONCLUSIONS. — Nous avons vu comment les déterminations des constantes optiques des couches minces effectuées précédemment nous ayant paru entachées d'erreurs, nous avons été amené à reprendre complètement la question en ce qui concerne les couches minces d'or, d'argent et de palladium.

Nous avons employé pour ces déterminations la méthode de Malé qui fournit simultanément les constantes optiques et l'épaisseur.

Les résultats que nous avons obtenus confirment d'une manière très nette la théorie de Mie et Maxwell-Garnett, complétée et étendue par Malé.

Les variations des constantes optiques des couches très minces avec l'épaisseur de la couche paraissent donc bien dues essentiellement à la structure lacunaire des couches plutôt qu'à une altération superficielle, comme on l'avait cru à une certaine époque.

[1] DRUDE (P.), *Wied. Ann.*, 1888, **35**, 508 et 1893, **50**, 595.
[2] FÖRSTERLING (K.), *Ann. Physik*, 1937, **30**, 745.
[3] SCHULZ (L. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 357.
[4] ABELÈS (F.), *Rev. Opt.*, 1952, **31**, 127.
[5] SCHOPPER (H.), *Zeits. Physik*, 1952, **131**, 215.
[6] MALÉ (D.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1349 et 1952, **235**, 1630.
[7] GOOS (F.), *Zeits. Physik*, 1936, **100**, 95 et 1937, **106**, 606.
[8] MURMANN (H.), *Zeits. Physik*, 1933, **80**, 161.
[9] KRAUTKRÄMER (K.), *Ann. Physik*, 1938, **32**, 537.
[10] MALÉ (D.), *Ann. Physique*, 1954, **9**, 17.
[11] MAXWELL-GARNETT (J. C.), *Phil. Trans.* [A], 1904, **203**, 385.
[12] PHILIP (R.) et TROMPETTE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 627.
[13] PHILIP (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1104.
[14] MALÉ (D.) et TROMPETTE (J.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 128.

11. — Compte rendu et enseignements du Colloque international de Spectroscopie interférentielle (Bellevue, septembre 1957) ;

par M. P. JACQUINOT, Mme J. CONNES, MM. R. CHABBAL et P. CONNES.

Le compte rendu complet de ce Colloque a été publié dans le *Journal de Physique*, mars 1958, p. 185 à 436.

JOURNÉE DU 11 OCTOBRE 1958

Présidence de M. P. JACQUINOT.

1. — Quelques impressions de voyage sur la spectroscopie en U. R. S. S. ;

par M. P. JACQUINOT.

2. — Compte rendu du Congrès de Meriden ;

par M. J. LECOMTE,
Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne.

Le Comité National de Physique a bien voulu s'intéresser à la Gordon Conference sur la Spectroscopie

infrarouge qui s'est tenue à Meriden, New Hampshire (U. S. A.), du 18 au 22 août dernier et y déléguer Mlles Josien et Vergnoux ainsi que moi-même. Je me propose de donner un bref compte rendu de cette réunion, Mlle Vergnoux se chargeant de développer spécialement la question des temps de relaxation.

Rappelons d'abord les réunions qui ont pour objet la physique moléculaire et qui se tiennent à des intervalles réguliers. A Colombus (Ohio) a lieu tous les ans depuis 1946, dans la première quinzaine de juin, une réunion présidée par le Pr H. H. Nielsen, qui réunit pratiquement la plus grande par ie des physiciens et des ingénieurs s'intéressant à la physique moléculaire. Le nombre des auditeurs se tient actuellement aux environs de 500 et celui des Communications dépasse souvent la centaine, ce qui nécessite l'établissement peu pratique, mais obligatoire, de plusieurs sessions parallèles, pour ne pas dépasser une durée de 5 jours. On passe en revue, non seulement l'infrarouge, mais aussi l'effet Raman, l'ultraviolet, les microondes et parfois les rayons X, dans la mesure où ils s'occupent de molécules.

En 1947, avec mon collègue et ami, A. Kastler, nous avons fondé le Groupe Européen de Spectroscopie moléculaire, qui tient ses sessions tous les deux ans dans un centre d'études moléculaires. La première réunion, à Paris, date de 1947 ; depuis lors, les réunions suivantes ont eu lieu à Fribourg-en-Brisgau (1949), Bâle (1951), Paris (1953), Oxford (1955), Fribourg-en-Brisgau (1957). La prochaine se tiendra à Bologne dans la deuxième semaine de septembre 1959. Sans les restrictions du Comité d'Organisation, on arriverait à 400 auditeurs et une centaine de Communications. La caractéristique de ce groupe est de ne pas posséder de Comité directeur, ni d'organisation permanente, ni — ce qui est plus grave — de subsides réguliers. A chaque réunion, un collègue dévoué et débrouillard s'arrange pour trouver les fonds et s'occuper de la bonne marche du Congrès.

Vient ensuite l'organisation du Colloque international de Spectroscopie, qui tient des assises tous les deux ans. Le 7e Colloque vient d'avoir lieu à Liège au mois de septembre, le précédent remontant à deux ans (Amsterdam, mai 1956). Pour ne pas interférer avec les réunions du Groupe Européen de Spectroscopie moléculaire, on a décidé à Liège de jumeler désormais les deux réunions. Une première semaine comprendra la spectroscopie d'émission et les questions intéressant les industriels ; ensuite viendront les instruments et les techniques utilisés et, à la fin, prendra place la spectroscopie moléculaire dans le sens de la recherche pure. On mettra ainsi fin à une dualité regrettable, en permettant à la fois aux chercheurs et aux ingénieurs de profiter des Communications qui les intéressent. En 1959, les deux réunions auront encore lieu successivement, malheureusement dans deux villes différentes par suite de difficultés de logement, à cause du nombre élevé de participants prévus (beaucoup plus de 1 000).

Nous arrivons enfin à la « Gordon Conference ». Il s'agit d'une réunion sur invitations avec limitation à 100 personnes environ. Au lieu que l'on puisse parler, comme dans les autres cas, de tout et de quelque chose encore, les thèmes se trouvent strictement limités et choisis par le président de la Conférence. Le matin (9 h-12 h 30), ont lieu généralement, sur un sujet déterminé, deux Communications, suivies d'une abondante discussion. L'après-midi est libre et se trouve réservé à des groupes de travail restreints ou simplement à des distractions qui vont de la sieste prolongée à la promenade, au tennis, au golf, à la natation ou à la pêche à la truite.

Après le dîner, entre 19 et 22 h environ, on reprend la séance avec une ou plusieurs communications sur un sujet fixé. Les horaires sont très stricts et les séances se trouvent suivies par la presque totalité des inscrits. Bien souvent, les sujets traités soulèvent des discussions passionnées auxquelles prennent part de nombreux assistants. Si bien, que presque chaque jour, le président de séance a été obligé de clore la séance, en refusant la parole pour de nouvelles interventions, afin de respecter l'horaire. Les controverses continuent alors pendant les repas, servis par petites tables, et pendant l'intersession de l'après-midi.

Les Conférences ont lieu tous les deux ans (années paires pour ne pas interférer avec le Groupe Européen de Spectroscopie moléculaire les années impaires), dans la deuxième quinzaine d'août et durent du lundi matin au vendredi midi. Tous les ans ont lieu, dans le cadre de la Gordon Conference, une trentaine de réunions sur les sujets les plus variés, tant à Meriden que dans deux autres endroits. Les collèges, dans lesquels elles ont lieu, se trouvent dans un pays ravissant et dans une ambiance extrêmement calme et propice à la méditation. Les assistants appartiennent non seulement aux Universités américaines ou étrangères, mais encore aux Laboratoires de Recherches de l'industrie, ce qui permet de confronter les deux points de vue, tout en restant à un niveau assez élevé. Il s'agissait, cette année, de la troisième réunion consacrée à l'infrarouge.

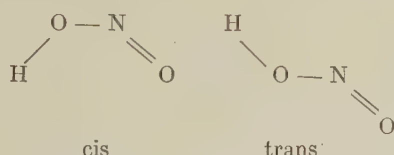
Dans une communication très documentée, le Dr E. F. Daly (Unicam Instrument Ltd, Cambridge) a passé en revue les sensibilités des différents détecteurs en indiquant les limitations apportées par le bruit de fond. On peut les calculer théoriquement dans le cas, par exemple, des récepteurs « thermiques » (bolomètre, pile thermoélectrique, récepteur de Golay), et en déduire s'il est raisonnable ou non d'attendre quelque amélioration par une meilleure utilisation. Les cellules photoconductrices ont aussi été passées en revue, en indiquant les nouveaux matériaux découverts pendant ces derniers temps pour étendre la sensibilité de ces récepteurs vers de plus grandes longueurs d'onde.

Le programme a aussi fait une large part à certaines techniques expérimentales particulières, tout d'abord l'utilisation des pastilles de halogénures alcalins comprimées contenant une petite proportion du corps à étudier. Le Pr J. A. A. Ketalaar a montré que ces solutions solides cristallines devaient être utilisées avec beaucoup de précautions, car les résultats varient relativement à des spectres infrarouges obtenus dans d'autres conditions (solutions dans des liquides par exemple ou poudres humectées de nujol) et aussi avec le halogénure considéré. Ce dernier phénomène a reçu certaines explications en considérant la variation du paramètre du réseau cristallin, de la constante de force et de la constante électrique (suivant la droite Kirkwood-Bauer-Magat).

Dès 1952, on a étudié des solides contenant des molécules dans un état proche de l'état de vapeur : dilution de KCl par DCl, du naphtalène lourd $C_{10}D_8$

dans $C_{10}H_8$, ... ; de cette manière le réseau cristallin n'est pas perturbé. G. Pimentel a appliqué sa « matrix method » (condensation d'un film sur une paroi froide allant jusqu'à 4° K) pour l'obtention du monomère de l'alcool méthylique ou de l'eau dans l'azote solide, de l'ammoniac dans l'azote ou l'argon solides. En élevant la température de 20 à 85° K, on produit une diffusion, qui diminue la quantité du monomère. L'ingénieuse méthode a aussi permis l'étude de radicaux libres, en saisissant les produits intermédiaires formés.

Il en est de même pour l'étude de la photolyse. Par exemple pour le nitrate de méthyle, les phases intermédiaires de la réaction, mises en évidence par la spectrographie infrarouge, diffèrent profondément de ce qui était admis jusqu'alors. Pour la photolyse de l'ammoniac dans l'azote solide, on trouve les spectres caractéristiques des deux formes *cis* et *trans* de l'acide nitreux, dont les proportions varient avec la température de condensation. La barrière de potentiel, calculée d'après ces expériences, se monte à 1 175 cal.



Une intervention du Dr Hexter, du Mellon Institute, indique, qu'avec une grande dispersion, H_2O, dilué dans l'argon, le xénon ou le krypton solides, présente les mêmes raies de structure fine rotationnelle que s'il s'agissait de vapeur. C'est, pensons-nous, le premier exemple non contestable de la rotation de molécules à l'état solide.

Ces dernières années ont vu se développer une série de résultats très intéressants sur la mise en évidence par infrarouge de molécules adsorbées à la surface d'un solide. Cette question se présente comme intéressante non seulement au point de vue théorique, mais aussi au point de vue pratique pour la théorie de la catalyse. Le résultat général est que les molécules adsorbées ne possèdent pas la même structure que les autres. Par exemple, certaines vibrations interdites du méthane apparaissent lorsque les molécules sont adsorbées. L'école russe, représentée par le Pr Terenin (de Leningrad) et par le Dr Griasnov (de Moscou), a fourni un certain nombre d'exemples corroborant ce qui précède. Ainsi l'ammoniac adsorbé par un gel de silice contenant du fer finement divisé, ne possède pas le même spectre que si le gel ne contient pas de fer. La vibration de valence OH du gel de silice vers 3 750 cm^{-1} ou d'un gel d'alumine vers 3 630 cm^{-1} se déplace vers de plus basses fréquences par adsorption de groupements OH (méthanol par exemple). Avec le méthanol, à 400° C, des groupements $O-CH_3$ se fixent sur la surface du gel et, entre ces groupements, il reste de la place pour l'adsorption de NH_3, H_2O,... En particulier, avec le chloroforme, on observe deux fréquences de valence CH, à 3 044 et 2 990 cm^{-1} dont la première, attribuable aux molécules adsorbées, disparaît par pompage. Même résultat avec le méthanol. Avec l'eau adsorbée sur une surface d'oxyde chromique, par pompage, certaines bandes disparaissent (OH adsorbé physiquement) tandis que d'autres, réellement attachées à la surface, subsistent.

La communication de Griasnov concernait l'adsorption par le palladium du cyclohexadiène 1-4, qui donne du benzène et du cyclohexène, mis en évidence par leur spectre infrarouge.

Nous devons remarquer que les résultats des collègues russes ont été obtenus avec un appareillage laissant à désirer du point de vue de la dispersion. Les spectrographes infrarouges russes à prisme ne sont, comme nous avons pu le constater lors de notre visite à Moscou en décembre dernier, que des copies assez médiocres des modèles américains. Il faut cependant admirer l'effort réalisé par les constructeurs russes qui a permis, en une dizaine d'années, de bâtir toute une science nouvelle là où il n'y avait rien auparavant, par exemple dans la spectroscopie moléculaire. L'existence de Congrès de spectroscopie moléculaire, suivis par environ 550 personnes, qui se tiennent tous les ans dans diverses villes de Russie, semble assez éloquente par elle-même pour indiquer le travail extraordinaire qui a été accompli.

Pour terminer avec les méthodes d'étude par adsorption, nous devons mettre en garde contre l'attribution des variations spectrales à des modifications moléculaires dues à l'adsorption, alors qu'il peut s'agir d'une véritable réaction entre les substances examinées et le produit adsorbant : communication de Pliskin et Eischens, du Texaco Research Center de Beacon (New York), sur les acides carboxyliques adsorbés par du nickel.

Parmi les techniques nouvelles, indiquons, suivant le Dr R. N. Jones du Conseil National de la Recherche à Ottawa, la possibilité de creuser directement les cavités des cuves d'absorption dans des matériaux tendres comme les halogénures alcalins, en utilisant un gabarit soumis à des ultrasons. La technique vient d'être décrite dans le dernier numéro de *Spectrochemica Acta.*

Les intensités des raies Raman et des bandes infrarouges représentent une importante question qui a reçu une attention particulière des spectroscopistes moléculaires pendant ces dernières années.

Nous rappellerons que le problème consiste à obtenir, en unités absolues bien choisies, sur lesquelles on n'est d'ailleurs pas d'accord puisqu'elles diffèrent entre elles par un facteur de l'ordre de 10^{10}, l'intensité d'une bande ou d'une raie, indépendamment des conditions expérimentales. Nous rappellerons, pour mémoire, que la forme d'une raie ou d'une bande d'absorption varie considérablement avec la dispersion du spectrographe utilisé et, en particulier, avec la largeur de la fente. De cette manière, la mesure du coefficient d'absorption maximum ne constitue pas une caractéristique de l'absorption, puisque sa valeur se modifie considérablement. Au contraire, l'aire sous-tendue reste constante et donne une mesure vraie de l'intensité cherchée.

Diverses méthodes, on le sait, ont été mises en œuvre, afin d'éviter le recours, dans le cas des gaz et des vapeurs, à des spectrographes extrêmement dispersifs ou à des calculs pénibles pour ramener la forme de la raie (ou de la bande) observée à la forme vraie pour une fente infiniment fine. Entre autres, Wells et Wilson opèrent avec une pression élevée, Mme Vincent avec des pressions basses. Pour les liquides, nous

rappelons deux constructions graphiques très ingénieuses de G. Amat.

Le Dr N. Jones, du Conseil National de la Recherche à Ottawa, a décrit une très intéressante méthode d'intégration automatique des intensités, en promenant une fente de largeur variable à travers le triangle représentant la répartition de l'énergie donnée par la fente du spectrographe. La description sera publiée ultérieurement. Le même auteur a insisté sur les précautions à prendre pour éviter des erreurs dans la mesure des intensités lorsque deux bandes chevauchent partiellement.

Au Congrès de Meriden, le Pr J. H. Jaffé (de Rehovoth, Israël), avec un spectrographe très dispersif qui lui a permis de mettre en évidence une dispersion anomale des molécules $H\,^{35}Cl$ et $H\,^{37}Cl$ dans l'intérieur des raies de structure fine, s'est occupé d'une méthode qui conduit à la détermination des intensités à partir des mesures de dispersion. De son côté, le Dr D. F. Eggers, de l'Université de Washington à Seattle, a rappelé les conditions à observer pour calculer l'intensité absolue des bandes en utilisant la variation du moment dipolaire en fonction des coordonnées normales. Le choix de ces dernières, suivant une remarque du Pr B. Crawford Jr, de l'Université de Minnesota, doit rendre compte des moments de liaison, qui sont particulièrement sensibles, et le calcul doit prendre en considération le mélange de coordonnées normales, qui apparaît de plus en plus fréquent à mesure que les moyens d'analyse se perfectionnent.

Relativement à l'intensité des raies Raman, le Pr Woodward, d'Oxford, s'est occupé dans le cas des spectres de diffusion, des aspects expérimentaux. Son intéressante méthode nous semble néanmoins pouvoir donner lieu à discussion, étant données les simplifications qu'il est obligé d'apporter aux stipulations théoriques du problème.

La connaissance des intensités absolues d'une bande permet, comme l'a montré le Dr N. Jones, du Conseil National de la Recherche à Ottawa, de choisir entre plusieurs configurations possibles et, suivant le Pr H. W. Thompson d'Oxford, les très grandes variations que l'on rencontre dans le premier harmonique de la vibration de valence NH permettront de préciser la nature du mouvement vibratoire correspondant, principalement en ce qui concerne la localisation des charges.

Dans une communication présentée par le Pr Terenin, le Pr Bazhulin, de Moscou, indique que l'absorption intégrée de liquides décroît quand la température augmente. A l'état gazeux, il n'existe pas de variation (exemple : vibration de valence CH du chloroforme). Les différentes bandes d'une même substance présenteraient la même variation avec la température. Suivant une remarque du Pr Ketelaar, il faudrait s'assurer que la variation de l'indice de réfraction du liquide avec la température ne constituerait pas une explication des phénomènes observés.

Nous ne citerons que pour mémoire diverses communications qui intéressent beaucoup plus les chimistes que les physiciens et qui concernent la liaison entre la structure chimique et les positions des bandes d'absorption infrarouges. Les effets physiques ont été discutés par le Dr D. H. Whiffen (de Birmingham), les effets chimiques par le Dr L. J. Bellamy (de Waltham Abbey) et la discussion générale de clôture a développé largement ces aspects.

Sans vouloir entrer dans plus de détails sur les diverses Communications, il nous semble important de tirer ce que l'on peut appeler la philosophie du Congrès de Meriden.

Disons, sans plus tarder, que nous avons reçu un accueil extrêmement cordial de tous les collègues américains et étrangers. Nous en connaissions déjà un nombre important et chaque Congrès permet de l'accroître. D'ailleurs le fait d'habiter, pendant une petite semaine, en dehors de toute agglomération importante et de vivre une vie commune se montre très favorable pour des contacts personnels dont l'importance n'échappe à personne. Nous avons ainsi pu mettre nos collègues au courant de nos recherches de la Sorbonne.

On doit être émerveillé par la masse énorme de documents, qui se trouve à la base de chacun des exposés et aussi des multiples interventions. Il n'était pas rare de voir des auditeurs compulser de gros recueils de spectres inédits pour suivre l'argumentation de l'orateur, la confirmer ou l'infirmer.

On a l'impression également que les expérimentateurs se sont joué des difficultés rencontrées tant les moyens mis à leur disposition se présentent comme importants. Il semble naturel, dans de très nombreux laboratoires, d'opérer à des températures de quelques degrés Kelvin, comme d'utiliser des spectrographes à grande résolution, par exemple comme celui décrit par le Dr N. Wright (de la Dow Chemical Co), qui représente un double monochromateur à double faisceau où les 3 réseaux sont interchangés automatiquement. Étant donnée l'importance de mesurer les spectres de molécules isotopiques, en plus de la substitution classique de D (ou de T) à H, l'azote 15 à l'azote 14, on se sert maintenant couramment, même pour des corps compliqués, du carbone 13 comme aussi du carbone 14 et on utilise également l'oxygène 18, en attendant l'introduction plus courante de l'oxygène 17.

Dans tous les exposés ou les interventions, les auteurs semblent, pour la plupart, éprouver des difficultés à mettre leurs idées en ordre. Partant du point no 3, ils passent aux points no 1 et no 4 pour revenir à brûle-pourpoint au point no 3 et finir par le point no 2. Le nombre des résultats expérimentaux semble si considérable qu'il arrive à écraser littéralement les chercheurs. Ceux-ci se perdent souvent dans un fatras de détails intéressants, mais non essentiels pour les conclusions annoncées. C'est là qu'on se rend compte de l'intérêt de l'esprit latin, que l'on retrouve aussi en Amérique du Sud, mais dont le défaut se fait parfois cruellement sentir en Amérique du Nord. Il n'en reste pas moins vrai que les résultats extraordinairement nombreux de la recherche américaine, dans l'infrarouge comme dans beaucoup d'autres domaines, doivent retenir notre attention et provoquer notre admiration.

Cependant, dans tous les cas où le matériel expérimental extrêmement coûteux et important ne se trouve pas requis, nous pensons que les Européens peuvent encore lutter avec un certain succès contre les résultats massifs américains, parce que ceux-ci ne sont pas toujours exploités convenablement ni à fond. Malgré toute la considération que nous devons avoir

pour la technique américaine et les moyens extrêmement puissants dont disposent les chercheurs d'outre-Atlantique, nous possédons, encore, en particulier dans les pays latins, un esprit d'analyse et de synthèse, dont la graine ne germe et ne lève pas toujours en Amérique du Nord.

Un autre point, sur lequel je voudrais conclure, concerne la nécessité pour les chercheurs français d'assister à des Congrès en Amérique. Nos collègues de là-bas ne s'intéressent aux recherches faites en dehors de leur pays que si on vient les exposer soit par des Communications, soit par des entretiens de collègue à collègue. Cette situation tient au dédain, plus ou moins avoué, vis-à-vis de beaucoup de techniques européennes et aussi à l'incapacité fréquente de comprendre la langue française par exemple. Il faut donc remercier particulièrement la Direction Générale des Relations Culturelles du Ministère des Affaires Étrangères d'avoir compris la situation dans notre cas et d'avoir mis à la disposition du Comité National de Physique quelques fonds pour permettre à trois spécialistes d'assister au Congrès de Meriden.

3. — Compte rendu des exposés de K. E. Shuler (Bureau of Standards, Washington) et S. H. Bauer (Cornell University, Ithaca) à la réunion de Meriden (août 1958) ;

par Mlle A.-M. Vergnoux,
Faculté des Sciences de Montpellier.

Ces exposés avaient trait à la détermination des durées de vie (ou temps de relaxation) de molécules excitées par un « signal » infrarouge et qui reviennent à leur état d'équilibre statistique initial par suite des collisions avec les molécules d'un gaz inerte.

1. Les calculs théoriques sont effectués par Shuler sur un modèle simple et avec quelques hypothèses simplificatrices : molécules diatomiques XY portées à un seul état excité de vibration sous l'influence d'un signal de même fréquence, molécules XY très diluées dans un gaz étranger C de sorte que les collisions se produisent entre XY et C seulement, transfert d'énergie par radiation négligeable et processus de collision « adiabatique », c'est-à-dire tel que la durée de la collision soit longue par rapport à la période de vibration.

Les calculs sont menés de façon mi-classique, mi-quantique. Ils conduisent en particulier à montrer que le temps de relaxation τ est donné par la loi classique de décroissance exponentielle, en fonction du temps, de l'énergie moyenne des molécules XY :

$$\frac{E(t) - E(\infty)}{E(0) - E(\infty)} = e^{t/\tau} \quad \text{avec} \quad \frac{t}{\tau} = k_{10}\frac{h\nu}{kT}t,$$

où $E(t)$ désigne l'énergie moyenne des molécules à l'instant t, $E(\infty)$ cette énergie au bout d'un temps très long, $E(0)$ l'énergie immédiatement après l'excitation, k_{10} la probabilité de transition par seconde et ν la fréquence correspondant à la transition considérée.

2. S. H. Bauer expose le dispositif expérimental utilisé pour mesurer ce temps de relaxation.

La vielle expérience de Bell du « spectrophone », en 1881, avait montré que la modulation d'un signal lumineux frappant une enceinte fermée liée à un microphone, pouvait engendrer un son audible et que les amplitudes dépendaient de la nature spectrale de la lumière.

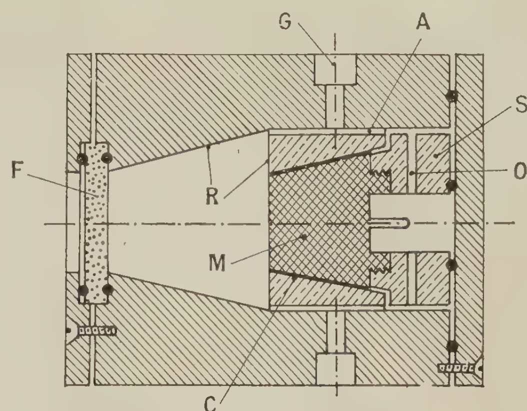


Fig. 1. — Spectrophone, section horizontale : F, fenêtre en sel gemme ; M, microphone ; S, support de microphone ; C, raccord en caoutchouc ; R, réflecteurs ; G, entrée de gaz ; A, rainure d'aération ; O, ouverture d'aération.

Cette expérience est reprise ici en illuminant une chambre (*fig.* 1) contenant du gaz carbonique reliée à une membrane microphonique très sensible ; cette chambre, fermée par une fenêtre en sel gemme, est illuminée périodiquement par le rayonnement infrarouge d'une lampe Nernst qui peut être filtré de façon à laisser passer seulement l'une des bandes à 2,7 ; 4,2 ou 15 μ, qui correspondent à une absorption spécifique de CO_2. L'instant exact de l'illumination est déterminé

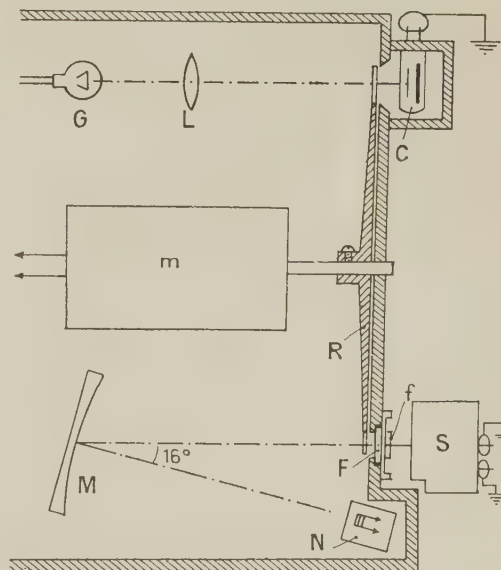


Fig. 2. — Utilisation du spectrophone : N, lampe Nernst ; M, miroir ; F, fenêtre en sel gemme ; f, filtre ; S, spectrophone ; G, lampe de galvanomètre ; L, lentille ; C, cellule photoélectrique ; m, moteur ; R, roue dentée.

par l'illumination synchronisée (*fig.* 2) d'une cellule photoélectrique à réponse instantanée.

La radiation infrarouge est absorbée sans retard sous forme d'énergie de vibration ; celle-ci est transformée en énergie de translation par les chocs, la légère élévation de température correspondante se traduit par une petite augmentation de pression ; ce processus, comme nous l'avons vu, correspond à un certain temps de relaxation.

Lors d'une illumination périodique, les variations de pression de la chambre seront aussi périodiques de même période T mais déphasées par rapport à l'illumination. C'est ce déphasage Φ, lié au temps de relaxation par $\Phi/2\pi = \tau/T$ que mesure l'expérimentateur.

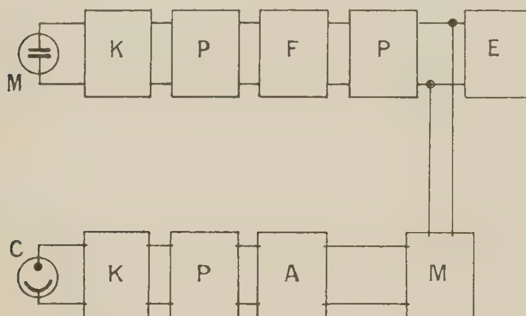


FIG. 3. — Schéma de l'électronique : C, cellule photoélectrique ; M, microphone ; K, cathode asservie ; P, préamplificateur ; F, filtre ; A, amplificateur de variation de phase ; M, phasemètre ; E, analyseur.

A cet effet (*fig.* 3) les courants sinusoïdaux provenant, après filtrage et amplification, de la cellule photoélectrique et du microphone sont comparés dans un phasemètre ; celui-ci est ajusté au zéro par modification mesurable de la phase du signal de référence provenant de la cellule, au moyen d'un circuit comprenont capacités et résistances.

Les résultats expérimentaux donnent pour τ des valeurs qui dépendent de la pression ; elles sont en général de l'ordre de la microseconde. De nombreuses mesures ont porté sur d'autres gaz et les résultats sont comparés à ceux d'autres méthodes de mesure du temps de relaxation telles que celles du tube de Pitot, des ondes de choc, de la dispersion du son, etc.

BAUER (S. H.) et GUSTAVSON (M. R.), *Disc. Faraday Soc.*, 1954, nº 17.
JACOX (M. E.) et BAUER (S. H.), *J. Phys. Chem.*, 1957, **61**, 833.
RUBIN (J.) et SHULER (K. E.), *J. Chem. Phys.*, 1956, **25**, 59 et 68.

4. — Méthode optique de pointés transversaux de haute précision ;

par M. A. ARNULF et Mlle O. DUPUY,
Institut d'Optique, Paris.

Un trait opaque se déplace devant une fente plus large, éclairée en lumière cohérente ; un instrument d'observation, réglé de manière que le facteur de cohérence de phase soit négatif, en forme l'image. Une pseudo-image du trait reste visible alors même que la largeur de la fente est très inférieure à la limite de résolution de l'instrument.

[1] ARNULF (A.) et DUPUY (Mlle O.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 2350.
[2] ARNULF (A.) et DUPUY (Mlle O.), Colloque « Optique en métrologie », Bruxelles, mai 1958, éd. Pergamon Press, London, 1959 (à paraître).

5. — Un problème de redondance ;

par M. P. M. DUFFIEUX,
Faculté des Sciences de Besançon.

Cette communication a fait l'objet d'un article paru dans la *Revue d'Optique*, t. **38,** février 1959, p. 75.

6. — Application de la théorie de la cohérence partielle à l'étude de l'effet Callier ;

par M. P. VERNIER.

Lorsqu'on mesure la densité d'une plaque photographique, on l'éclaire à l'aide d'un condenseur et on recueille la lumière traversant la plaque à l'aide d'un objectif. On sait que la densité dépend du densitomètre et, principalement, des ouvertures numériques $N \sin \alpha$ et $N' \sin \alpha'$ du condenseur et de l'objectif. Cet effet est connu sous le nom d'effet Callier.

On a mesuré la densité de plaques de granularités diverses, exposées à des électrons de 25 kV, en faisant varier les caractéristiques du densitomètre d'une façon systématique.

Il ressort de ces mesures que :

1º la densité d'une plaque donnée présente un maximum pour $N \sin \alpha = N' \sin \alpha'$, maximum d'autant plus élevé que la valeur commune des ouvertures est plus petite ;

2º la densité est une fonction symétrique de $N \sin \alpha$ et $N' \sin \alpha'$;

3º il existe une corrélation entre la granularité de la plaque et l'effet Callier ;

4º le rapport des densités d'une plaque, mesurées de deux façons différentes, ne varie que lentement lorsqu'on fait varier la quantité de rayonnement reçue par la plaque, toutes choses égales d'ailleurs.

Les plaques utilisées se rapprochent beaucoup d'un modèle simple qui permet de calculer les variations de densité dues à l'effet Callier grâce à la théorie de la cohérence partielle. Les résultats du calcul sont en bon accord avec l'expérience.

Ce travail a été publié dans le *Bulletin astronomique*, 1959, **22,** 83. Voir aussi *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **246,** 1527.

7. — Étude de la diffusion par les surfaces optiques polies ;

par MM. A. MARÉCHAL, J. DEMARCQ et Mlle S. LOUIS,
Institut d'Optique, Paris.

On peut caractériser la qualité du poli d'une surface optique par l'importance de ses déformations ainsi que

par leur étendue. L'étude de la lumière diffusée peut fournir à ce sujet des renseignements utiles. On peut en effet exprimer :

l'énergie totale diffusée à l'aide du carré moyen des défauts,

la loi de répartition angulaire de l'énergie à l'aide de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des défauts.

Exposé des premiers résultats expérimentaux qui confirment les développements théoriques publiés dans *Optica Acta*, 1958, **5**, 70.

8. — Interférométrie à polarisation appliquée à l'étude de quelques phénomènes produits par la tension superficielle ;

par M. M. Françon,
Institut d'Optique, Paris.

Présentation d'un film muet de 16 mm Kodachrome (durée 10 mn). Ce film montre les possibilités d'application des interférences en lumière polarisée à l'étude des objets isotropes. L'interféromètre est utilisé pour observer les déformations d'une surface liquide au contact d'un solide. Le film montre pour terminer la flottation de quelques arthropodes aériens. Ces petits animaux ne sont pas mouillés au contact de l'eau et les ménisques sont observés par de vives couleurs caractéristiques.

9. — Étude de la croissance des cristaux au microscope interférentiel ;

par M. S. Goldsztaub,
Faculté des Sciences de Strasbourg.

L'objet de cette communication est de vous présenter un film que nous avons réalisé au Laboratoire de Minéralogie de Strasbourg au cours de recherches sur la croissance des cristaux.

Dans sa thèse [1], Mme Follenius a étudié la répartition des concentrations autour d'un cristal qui croît ou qui décroît à partir d'une solution. Elle a pu mettre en évidence la différence de cette répartition suivant que le cristal croissait régulièrement ou qu'il formait des dendrites.

Mais je ne voudrais pas importuner des opticiens par des considérations purement cristallographiques ; aussi ne vous parlerai-je que de la méthode utilisée. Si toutefois certains d'entre vous le désiraient, je pourrais dire quelques mots des résultats obtenus à la fin de la communication.

Le problème posé à Mme Follenius consistait à mesurer des différences de concentrations autour d'un petit cristal de quelques dixièmes à quelques millimètres plongé dans son eau-mère.

Quelques mesures avaient déjà été faites par interférométrie à ondes multiples en disposant le cristal et la solution entre deux lames semi-argentées à faces parallèles. En effet l'indice de réfraction d'une solution varie en fonction de la concentration.

Je n'ai pas à insister devant vous sur les inconvénients de cette méthode : nécessité de l'emploi d'une radiation aussi monochromatique que possible à cause de l'épaisseur du cristal et de la grandeur de la différence des chemins optiques, nécessité d'avoir des surfaces optiques convenablement traitées pour obtenir un contraste suffisant, ces surfaces devant être en contact avec des produits chimiques solides et liquides.

Aussi avons-nous songé à employer la méthode des interférences en lumière blanche polarisée, développée par Françon.

Le cristal et la solution se trouvent dans une cuve formée d'une lame porte-objet et d'une lamelle écartées de quelques dixièmes de millimètre au moyen de cales.

Cette cuve est placée sur la platine d'un microscope interférométrique. La plus grande partie du travail a été faite avec un appareil réalisé au laboratoire. La figure 1 vous rappelle le principe de la méthode ; les figures 2 et 3 montrent l'appareil.

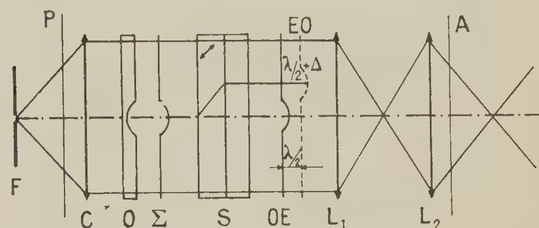


Fig. 1. — F, fente ; P, polariseur ; C, L_1, L_2, lentilles ; O, objet ; S, polariscope de Savart ; A, analyseur ; Σ, onde déformée ; OE, onde ordinaire-extraordinaire ; EO, onde extraordinaire-ordinaire.

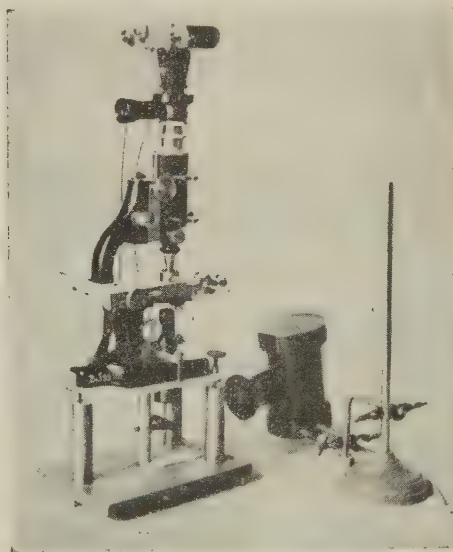


Fig. 2.

L'inconvénient de ce dispositif réside dans le fait que les observations se font en lumière parallèle, ce qui nécessite l'emploi d'un collimateur à fente et l'appareil est peu lumineux. On obtient cependant des photographies en couleurs comme celle que nous vous projetons (la figure 4 en donne une reproduction en noir), mais il n'est pas possible de faire du cinéma.

Aussi avons-nous cherché un dispositif plus lumineux et grâce à l'aide du Commissariat à l'Énergie Atomique nous avons pu acquérir un microscope interférentiel de Baker.

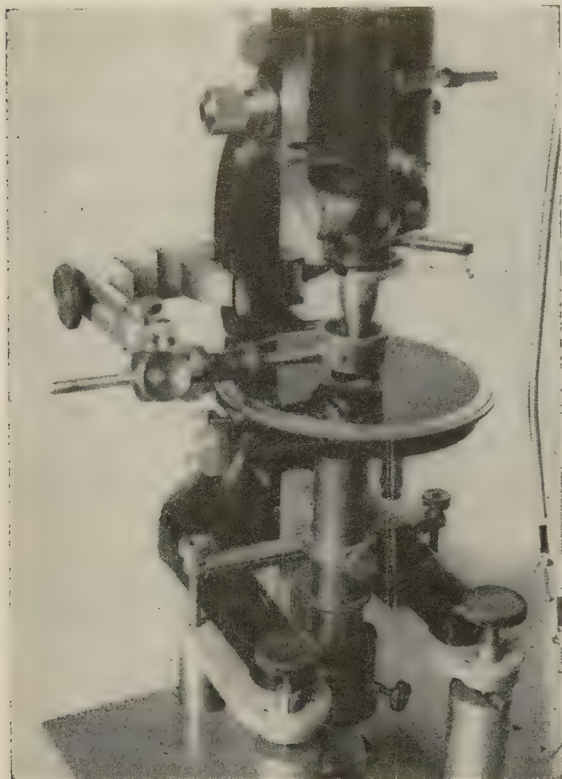


Fig. 3.



Fig. 4.

Cet appareil permet de dédoubler les faisceaux qui interfèrent de deux façons différentes.

1° Les deux images de l'objet sont situées dans des plans différents : c'est le « double focus ». On peut mettre au point sur l'un des plans seulement et ne voir qu'une seule image de l'objet.

2° Les deux images sont décalées transversalement (*fig.* 5) mais situées dans le même plan ce qui fait qu'on les observe simultanément : c'est le « shearing system ». Il y a deux images d'un seul objet comme dans la méthode de Françon utilisant le polariscope de Savart.

Bien que la première méthode soit plus intéressante elle ne nous a pas donné satisfaction à cause du manque de sensibilité et c'est le « shearing system » que nous avons utilisé.

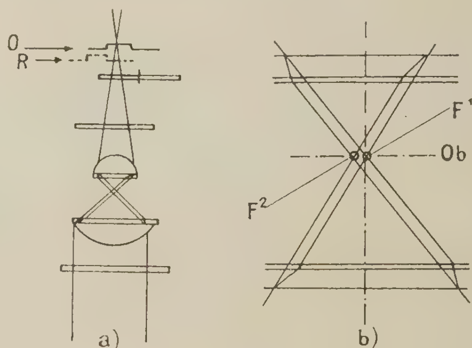


Fig. 5. — a) Parties principales de l'instrument : O, onde objet ; R, onde de référence.
b) Agrandissement de la partie comprise entre le condenseur et l'objectif : Ob, plan objet ; F^1, foyer objet ; F^2, foyer de référence.

L'avantage du microscope de Baker est sa grande luminosité ; c'est avec lui que le film que vous allez voir a été réalisé.

Ce film a été fait pour voir les possibilités de la méthode ; c'est le premier en couleurs que nous avons réalisé. Je vous prie de l'accueillir avec indulgence.

Vous verrez défiler rapidement les aspects que prennent les différents phénomènes quand on les observe au microscope interférentiel : 1° mélange de solutions de concentrations différentes ; 2° croissance et décroissance régulière des cristaux (les faces restent parallèles à une même direction) ; 3° croissance dendritique qui donne des arborescences curieuses.

En terminant je voudrais exprimer aux opticiens la reconnaissance des cristallographes et autres utilisateurs pour les outils nouveaux et de plus en plus perfectionnés qu'ils mettent à leur disposition.

[1] Follenius (Mme M.), Thèse d'Ingénieur-Docteur, Strasbourg, 1958.

10. — Une lame de phase continûment variable basée sur un principe nouveau ;

par MM. G. Nomarski et M. Prévost,
Institut d'Optique, Paris.

11. — Nouveau procédé de contrôle des épaisseurs des couches minces pendant leur réalisation ;

par M. P. Lostis,
Institut d'Optique, Paris.

Jusqu'à présent le contrôle de l'épaisseur des couches minces se faisait couramment par l'observation des teintes, par la mesure du facteur de réflexion ou de transmission, ou encore par des mesures polarimétriques ou de déphasage.

La nouvelle méthode que nous proposons est basée sur le fait que la fréquence d'un cristal piézoélectrique est modifiée par une surcharge.

Soit le cristal de masse M_0 travaillant au cisaillement et recevant une surcharge de masse Δm ; la variation de fréquence ΔF est telle que

$$\boxed{\frac{\Delta F}{F_0} = \frac{\Delta m}{M_0}},$$

F_0 étant la fréquence fondamentale du cristal non surchargé.

Il reste à mesurer cette variation de fréquence ΔF et à connaître pour chaque type de dépôt la relation existant entre ΔF et l'épaisseur e du dépôt.

Mesure de ΔF. — Nous avons adopté la valeur de 5 MHz pour F_0, ce qui représente un compromis entre les conditions donnant la meilleure précision et celles fournissant une bonne stabilité de la fréquence.

Pour mesurer la variation de la fréquence ΔF nous avons procédé (*fig.* 1) par battements entre un oscil-

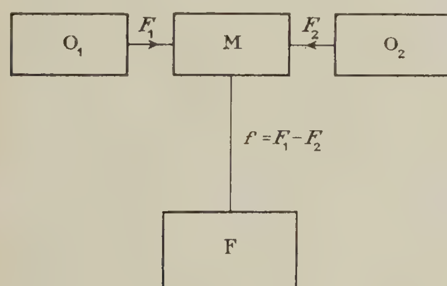


Fig. 1. — O_1, oscillateur pilote ; O_2, oscillateur variable ; M, mélangeur ; F, fréquencemètre.

lateur pilote O_1 et l'oscillateur O_2 qui est constitué par le cristal surchargé.

La fréquence f était mesurée à l'aide d'un fréquencemètre à compteur d'impulsions.

Étalonnage. — On doit toujours placer identiquement les unes par rapport aux autres les trois pièces indiquées sur la figure 2.

Nous déposons sur la moitié du support la couche à étudier et nous repérons la variation de fréquence correspondant à cette épaisseur de couche.

Cas des diélectriques. — Pour les substances non absorbantes nous mesurons l'indice de la couche par la méthode d'Abelès [1], puis les facteurs de réflexion et de transmission pour connaître l'épaisseur optique ; de ces mesures nous pouvons déduire l'épaisseur mécanique e.

Nous déterminons aussi directement cette épaisseur mécanique e en déposant sur toute la surface du support une couche métallique et par une mesure de déphasage nous en déduisons e.

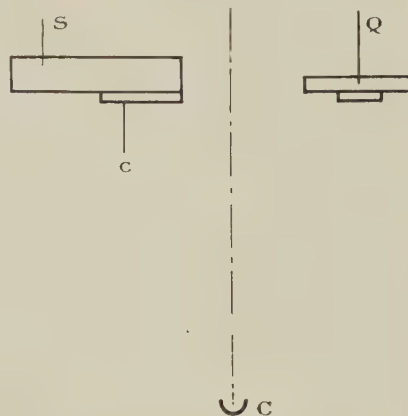


Fig. 2. — S, support ; Q, cristal ; C, source ; c, couche.

Cas des couches métalliques. — Le facteur de transmission est une fonction univoque de l'épaisseur e. Pour une longueur d'onde donnée et une valeur du facteur de transmission, des tables nous donnent la valeur de l'épaisseur mécanique e correspondante. Des mesures photométriques suffisent donc pour connaître e.

Résultats. — Dans le cas de l'argent [2] pour une couche de densité optique de 1 pour $\lambda = 5\,461$ Å, ce qui correspond à une épaisseur mécanique de 300 Å, la variation de fréquence qui en résultait était de 109 Hz ; il est possible de déceler des variations de 1 Hz ce qui permet de déceler des variations d'épaisseur de 3 Å.

Pour les autres corps dont la masse spécifique n'est jamais très différente de celle de l'argent, la méthode permet encore de déceler des variations d'épaisseur de couche à quelques angströms près.

Il résulte que cette méthode présente une grande sensibilité qui est même suffisante dans les cas où l'épaisseur des couches doit être déterminée avec la plus grande précision. Nous pensons que cette méthode doit trouver aussi son application pour la réalisation en série de couches car elle présente l'avantage de permettre avec la même simplicité le contrôle des couches simples et multiples.

En terminant je tiens à remercier MM. Croce et Saumont pour l'aide apportée au montage électronique.

[1] Abelès (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 553.
[2] Trompette (J.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 124.

Cette réunion étant la première de l'année scolaire, M. le Président présente, en fin de séance, les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

Mlles ALLAIS (Marie-Louise), Ingénieur physicienne E. P. C. I., Diplôme d'Études Supérieures de Physique, Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue Alfred Laurant, Boulogne-sur-Seine (Seine), présentée par MM. R. Lucas et P. Biquard.

ALLARD (Nicole), Stagiaire de recherches au Centre National de la recherche Scientifique, 2, rue du Gril, Paris (5e), présentée par MM. P. Jacquinot et E. Vassy.

MM. BANEGE (Ahmad), Diplômé d'Études supérieures de Sciences physiques, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique Enseignement, 1, rue Victor Cousin, Paris (5e), présenté par M. E. Darmois et Mme G. Darmois.

BASILE (Robert), Docteur ès Sciences, Assistant à la Faculté des Sciences, 16, rue du Stade Buffalo, Montrouge (Seine), présenté par MM. J. Teillac et M. Riou.

BECART (Maurice), Licencié ès Sciences, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Lille, 59, square du Portugal, Lille (Nord), présenté par MM. J. Roig et J. Y. Brochard.

BERNARD (Pierre), Bachelier, Agent technique BE Sud-Aviation, 3, avenue du 4 Septembre, Châteauneuf - les - Martigues (Bouches - du - Rhône), présenté par MM. A. Maréchal et F. Netter.

Mlle BERTHAUD (Madeleine Cécile), Licenciée ès Sciences, Ingénieur I. R. G., Chef de Laboratoire à la Radiotechnique, 23, rue Clairaut, Paris (17e), présentée par Mme Roy-Pochon et M. J. Debiesse.

MM. BOULENGER (René), Licencié ès Sciences physiques (Université de Bruxelles), Chef du Département Électronique, Contrôle des Radiations, Centre d'Études de l'Énergie Nucléaire, Mol-Donk (Belgique), présenté par MM. P. Kipfer et G. Balasse.

CAGNAC (Bernard), Agrégé de Physique, Agrégé préparateur à l'École Normale Supérieure, 39, rue des Vignes, Paris (16e), présenté par MM. A. Kastler et J. Brossel.

CANALS-FRAU (Damian), Docteur ès Sciences, Physicien, 22, rue d'Athènes, Paris (9e), présenté par MM. A. Maréchal et P. Aigrain.

CHANTREL (Henri), Attaché de recherches, 1, rue de Dijon, Paris (12e), présenté par MM. P. Jacquinot et P. Giacomo.

CHAPPERT (Victorien), Ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur diplômé de l'École Supérieure d'Optique, Ingénieur en Chef à la Société d'Optique et de Mécanique de Haute Précision, 64, boulevard Soult, Paris (12e), présenté par MM. A. Arnulf et A. Maréchal.

DESCHANVRES (Alfred), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, Attaché au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue Vulpian, Paris (13e), présenté par MM. J. Baurand et A. Kastler.

FOUCHER (Roger), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Ingénieur E. S. P. C. I., Licencié ès Sciences, 48, rue Labat, Paris (18e), présenté par MM. J. Teillac et M. Valadarès.

GOURCEAUX (Marcel), Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4, rue Gustave Rouanet, Paris (18e), présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

GOUREAUX (Guy), Ingénieur I. N. T., Licencié ès Sciences physiques, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 3, rue de Beaulieu, La Maladredie, Caen (Calvados), présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

GUSAKOW (Mark), Docteur 3e cycle, Physique nucléaire, Assistant à la Faculté des Sciences, 37, rue des Acacias, Paris (17e), présenté par MM. J. Teillac et M. Riou.

JULLIEN (Yves), Ingénieur E. N. S. M., Licencié ès Sciences, Ingénieur au Centre National de la Recherche Scientifique, Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, 66, rue Saint Sébastien, Marseille (6e), présenté par MM. F. Canac et T. Vogel.

KASTLER (Daniel), Maître de Conférences de Physique théorique à la Faculté des Sciences de Marseille, Petite Provence, rue Chaptal, Bandol (Var), présenté par MM. A. Kastler et J. Brossel.

LAUSTRIAT (Gilbert), Chef de Travaux à la Faculté de Pharmacie, Licencié ès Sciences, 52, boulevard d'Anvers, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par Mlle M. Perey et M. A. Coche.

MEHL-BLUM (David Wolf), Diplômé Ingénieur E. T. H. Zurich, Professeur de Physique, Calle Nogales 17, Mexico, D. F., Z. P. 7 (Mexique), présenté par MM. A. Maréchal et M. Françon.

MÉNORET (Maurice), Ancien Élève de l'École Polytechnique et de l'E. N. S. T., Ingénieur au Centre National d'Études des Télécommunications, 22 *bis*, rue Ledion, Paris (14e), présenté par MM. P. Baruch et J. Baurand.

MINN (Sen-Sik), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue des Potagers, Bellevue (Seine-et-Oise), présenté par Mlle S. Offret et M. J. Romand.

MORET-BAILLY (Jacques), Agrégé de Physique, Assistant à la Faculté des Sciences de Dijon, 66, rue J.-J. Rousseau, Dijon (Côte-d'Or), présenté par MM. G. Simon et P. Bouchard.

MOUMOUNI (Abdou), Professeur agrégé au Lycée van Vollenhoven, Dakar (A. O. F.), présenté par MM. R. Lucas et M. Maréchal.

PENÈGE (Louis), A. T. P. Électronicien à Orsay, 95, rue de Flandre, Paris (19e), présenté par MM. F. Suzor et M. Spighel.

Mlle PILON (Anne-Marie), Agrégée de l'Université, Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue de la Passerelle, Suresnes (Seine), présentée par MM. P. Jacquinot et J. Blaise.

Mme RAPPENEAU (Thérèse), Docteur ès Sciences physiques au Centre National de la Recherche

Scientifique, 4, rue Dorian, Paris (12e), présentée par MM. R. Lennuier et A. Herpin.

MM. Robert (Claude), Ancien Élève de l'École Normale Supérieure, 5, square du Croisic, Paris (15e), présenté par MM. P. Jacquinot et R. Chabbal.

Séguinot, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 4, avenue de la Falaise, Colombelles (Calvados), présenté par MM. M. Schérer et C. Mabboux.

Slansky (Serge), Docteur ès Sciences, Ingénieur diplômé de l'École Supérieure d'Optique, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e), présenté par MM. A. Maréchal et M. Françon.

Touren (Alain), Professeur agrégé, 14, Résidence du Petit-Chambord, Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. C. Dufour et R. Chabbal.

Vallée (Robert), Ancien Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 10, rue du Dobropol, Paris (17e), présenté par MM. A. Maréchal et P. Aigrain.

Vilmorin (Laurent de), Lieutenant de Vaisseau, École Supérieure d'Électricité (Division Radio), La Collène, Juan-les-Pins (Alpes-Maritimes), présenté par MM. P. Aigrain et A. Maréchal.

Walter (Guy), Licencié ès Sciences, Stagiaire au Centre National de la Recherche Scientifique, 2, rue R. Wagner, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par Mlle M. Perey et M. A. Coche.

Wertheimer (Raymond), Docteur ès Sciences, Ingénieur au Centre National d'Études des Télécommunications, 25, rue Daguerre, Paris (14e), présenté par MM. R. Freymann et E. Vassy.

Mme Winogradzki (Judith), Docteur ès Sciences, 3, rue du Bocage, Orsay (Seine-et-Oise), présentée par MM. L. de Broglie et J. Langevin.

Sont admis comme Membres juniors :

MM. Huet (Pierre), Licencié ès Sciences, Diplômé d'Études supérieures de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 7, rue de la République, Bolbec (Seine-Maritime), présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

Kagan (Vladimir), Licencié ès Sciences, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 27 *bis*, rue des Piliers, La Varenne (Seine), présenté par MM. C. Guillaud et R. Vautier.

Launey (Jacques), Diplômé d'Études supérieures de Sciences physiques, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 153, rue du Val de Saire, Cherbourg (Manche), présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

Vautier (Claude), Licencié ès Sciences, Physicien adjoint au Centre National de la Recherche Scientifique, 50, rue Étienne Dolet, Tourlaville (Manche), présenté par MM. G. Ribaud et A. Colombani.

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*)

SÉANCE DU 6 DÉCEMBRE 1958

Présidence de M. P. Rouard.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Un prisme objectif à champ normal de 40 cm de diamètre pour la mesure des vitesses radiales stellaires ;

par M. Ch. Fehrenbach et Mme M. Duflot,

Pour étendre les résultats obtenus avec un prisme objectif de 15 cm de diamètre (P. P. O.), nous avons réalisé un prisme objectif à champ normal de 40 cm de diamètre. Le prisme est réalisé en accolant simplement un prisme de flint d'angle A à un prisme de crown-baryum de même angle A.

Cette combinaison se comporte comme une lame à faces parallèles pour la radiation λ_0 et cette raie peut servir d'étalon de longueur d'onde pour la détermination des vitesses radiales.

Nous obtenons nos clichés par la méthode suivante : dans une première exposition tous les spectres ont leurs extrémités violettes dirigées vers le nord, dans une seconde exposition sur le même cliché les spectres ont leurs extrémités violettes dirigées vers le sud. Il suffit pour cela de tourner le prisme de 180° autour de sa normale.

Le prisme est placé dans un barillet en alliage d'aluminium ; il est possible de tourner légèrement l'un des prismes par rapport à l'autre et de bloquer ensuite les deux prismes, il est ainsi possible de laisser subsister une petite déviation perpendiculaire à la dispersion, de cette façon les spectres direct et retourné décrits plus haut ne se superposent pas.

L'objectif est un doublet astrographique aplanétique de 40 cm de diamètre et de 339,4 cm de longueur focale. Cette grande longueur focale est nécessaire pour éviter la superposition des spectres stellaires dans les champs très riches de la Voie Lactée. Dans ces conditions, la dispersion est de 110 Å/mm vers $\lambda = 4\,230$ Å. Le déplacement relatif de 1 μ d'un spectre par rapport à l'autre correspond à une variation de vitesse radiale de 3,954 km/s.

Nous obtenons de bons spectres d'étoiles ; en 40 mn nous atteignons la magnitude $m_p = 12$ (largeur 0,250 mm). Dans un champ galactique de $2 \times 2°$, couvert par nos clichés, nous observons en moyenne 300 spectres stellaires dont 100 surexposés. Nous obtenons ainsi pour la première fois de façon systématique les vitesses radiales des étoiles jusqu'à la 12e grandeur,

2. — Remarques sur la détermination de la structure de certaines couches minces transparentes à l'aide des propriétés optiques ;

par M. P. Bousquet,

Laboratoire de Physique S. P. C. N.,
Faculté des Sciences de Marseille.

I. Introduction. — On sait que les couches minces déposées par évaporation thermique ne sont en général pas homogènes [1]. C'est le cas en particulier des couches transparentes, telles que les couches de cryolithe, fluorures de calcium, de magnésium, etc.

L'existence de ce défaut d'homogénéité peut être facilement mise en évidence à partir de l'étude des propriétés optiques et en particulier de mesures spectrophotométriques, c'est-à-dire mesures de facteurs de réflexion et de transmission. Ces mesures peuvent être effectuées en incidence normale ou en incidence oblique. Dans ce dernier cas des résultats particulièrement intéressants sont fournis par les mesures faites au voisinage de l'incidence brewsterienne. Il est souvent nécessaire, pour obtenir des renseignements suffisamment nombreux et précis sur la structure de la couche étudiée, d'utiliser à la fois les résultats des mesures en incidence normale et des mesures en incidence oblique, ces résultats se complétant mutuellement. Dans certains cas particuliers cependant, des renseignements suffisants peuvent être déduits des seuls résultats de mesures spectrophotométriques effectuées en incidence normale. Il est alors possible de n'utiliser qu'à titre de vérification les résultats des mesures faites au voisinage de l'incidence brewsterienne.

On se propose de montrer l'excellent accord qui existe entre les renseignements obtenus à partir de ces deux méthodes, ce qui confirme la validité du schéma proposé pour expliquer la structure des couches en question.

II. Rappel de quelques relations existant entre la structure et les propriétés optiques des couches minces transparentes. — Considérons par exemple une couche mince d'épaisseur d_2 comprise entre deux milieux d'indices n_1 et n_3.

Si la couche est homogène et a un indice n_2, compris par exemple entre n_1 et n_3, le facteur de réflexion en incidence normale varie sinusoïdalement en fonction de la longueur d'onde et passe par des maxima *égaux au facteur de réflexion du support nu* pour les longueurs d'onde λ telles que $2n_2d_2 = k\lambda$. Un défaut d'homogénéité de la couche se traduit par une variation de la valeur des maxima du facteur de réflexion. Si l'indice n_2, au lieu d'être constant dans toute l'épaisseur, varie de n'_2 à n''_2 lorsqu'on passe d'une interface à l'autre, les maxima ne sont plus égaux au facteur de réflexion du support nu.

La mise en évidence d'un défaut d'homogénéité est donc immédiate. Mais souvent la seule présence d'un gradient d'indice ne suffit pas à expliquer les résultats expérimentaux. Il arrive fréquemment que lorsqu'on trace la courbe représentant la variation du facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde, on constate, non seulement que les maxima ne sont pas égaux au facteur de réflexion du support, mais encore que leur valeur varie avec la longueur d'onde. Un exemple typique est celui du fluorure de calcium, pour lequel les maxima du facteur de réflexion varient toujours dans le même sens que la longueur d'onde. Pour expliquer ce phénomène, il faut admettre l'existence d'une discontinuité d'indice dans la couche, c'est-à-dire supposer qu'on a en réalité une couche double.

L'une des deux couches ayant une épaisseur relativement faible (quelques centaines d'angströms au maximum) joue le rôle de *couche de passage*. Dans le cas du fluorure de calcium, la couche de passage sépare la couche principale de l'air. On peut également avoir, pour certaines substances une couche de passage entre la couche principale et le support.

Les variations des maxima du facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde s'expliquent alors par les phénomènes d'interférences qui ont lieu dans la couche de passage.

La présence de couches de passage a également une répercussion sur les valeurs du facteur de réflexion mesurées en incidence oblique et, tout particulièrement, au voisinage de l'incidence brewsterienne.

Supposons en effet que nous tracions, pour différents angles d'incidence, les courbes représentant les valeurs du facteur de réflexion R en fonction de la longueur d'onde. *Plaçons-nous d'abord dans le cas idéal d'une couche homogène.*

Les variations du facteur de réflexion R en fonction de la longueur d'onde ont toujours une allure sinusoïdale mais les longueurs d'onde pour lesquelles R est maximum ou minimum varient avec l'angle d'incidence ; ceci est dû au fait que la différence de marche dans la couche mince $\delta = 2n_2d_2 \cos \theta_2$ est fonction de l'incidence.

Tant que l'angle d'incidence sur la couche mince est inférieur à l'angle de Brewster, les maxima et minima de R ont lieu simultanément pour la vibration parallèle et la vibration perpendiculaire au plan d'incidence. Lorsque l'on traverse l'incidence brewsterienne θ_B sur l'interface couche mince-air, la vibration perpendiculaire au plan d'incidence est inaltérée, tandis que la vibration parallèle s'annule et change de sens. De ce déphasage de π à la réflexion sur la première interface, résulte le fait que, lorsque l'incidence est supérieure à l'incidence brewsterienne, le facteur de réflexion $R_{\parallel}$ est maximum quand $R_{\perp}$ est minimum et inversement.

Si l'on représente, en fonction de l'angle d'incidence, les positions dans le spectre des maxima et minima du facteur de réflexion pour la vibration parallèle au plan d'incidence on doit donc avoir des courbes ayant la forme suivante (*fig.* 1) dans le cas idéal d'une couche homogène.

Il est facile d'expliquer comment devrait se présenter au point de vue physique la discontinuité pour l'incidence θ_B ; sous l'incidence brewsterienne, en effet, la vibration parallèle au plan d'incidence n'est pas réfléchie sur la première interface ; il n'y a donc plus d'interférences dans la couche mince, puisqu'un des faisceaux interférents n'existe plus. La courbe $R = f(\lambda)$ relative à cet angle d'incidence ne doit pas présenter d'oscillations. Théoriquement, lorsque l'angle d'incidence θ_1 varie de façon continue, les oscillations de $R_{\parallel}$ doivent s'effacer sur place à mesure que θ_1 croît jusqu'à θ_B, pour s'inverser ensuite lorsque θ_1 est supérieur à θ_B.

Rappelons que ces résultats concernent une couche supposée parfaitement homogène.

Si l'interface couche mince-air est recouverte d'une couche de passage, on doit s'attendre à des phénomènes différents. La présence de la couche de passage a pour effet de supprimer l'incidence brewsterienne sur l'interface correspondante d'où deux conséquences :

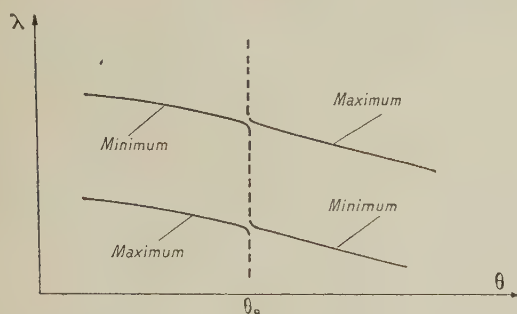


Fig. 1. — Forme des courbes représentant, en fonction de l'angle d'incidence, les positions dans le spectre des maxima et minima de $R_{\parallel}$, *dans le cas idéal d'une couche homogène.*

a) le facteur de réflexion sur cette interface n'est nul pour aucune incidence ; il passe simplement par un minimum ;

b) le « saut de phase » à la réflexion de π qui se produisait pour l'incidence θ_B est remplacé par une variation continue, d'autant plus lente que la couche de passage est plus épaisse. Il s'ensuit immédiatement qu'il ne doit plus y avoir de discontinuité sur les courbes représentant les positions dans le spectre des maxima et minima de $R_{\parallel}$. Ces discontinuités doivent être remplacées par des variations continues, d'autant plus lentes que l'épaisseur de la couche de passage est plus grande.

Les courbes relevées expérimentalement confirment entièrement ces prévisions et fournissent une preuve directe de l'existence des couches de passage.

III. Confirmation de la validité du schéma de structure déduit des mesures en incidence normale. — Ce que nous voudrions préciser maintenant, c'est l'accord quantitatif qui existe entre les résultats des mesures en incidence normale et les résultats des mesures faites au voisinage de l'incidence brewsterienne.

Ceci est possible lorsque les résultats des mesures spectrophotométriques en incidence normale fournissent à eux seuls suffisamment de renseignements pour qu'on puisse en déduire avec assez de précision la structure de la couche étudiée.

Le cas se présente en particulier pour des couches de fluorure de calcium d'épaisseur optique suffisamment grande (supérieure à la longueur d'onde par exemple).

Nous avons tracé expérimentalement, pour plusieurs de ces couches, la courbe représentant la variation du facteur de réflexion en incidence normale, R, en fonction de la longueur d'onde. Par une méthode déjà indiquée [1], nous avons pu calculer, à partir de ces courbes, les principaux paramètres caractérisant la couche, c'est-à-dire essentiellement :

l'épaisseur optique de la couche principale,
l'épaisseur optique de la couche de passage,
l'indice de la couche principale,
les indices aux deux interfaces de la couche de passage, cette couche présentant toujours un gradient d'indice important.

On a donc pu tracer, pour chacune des couches étudiées, un schéma représentant leur structure avec suffisamment de détails [1].

Connaissant cette structure, il est possible de calculer, pour diverses incidences, les longueurs d'onde qui rendent les facteurs de réflexion $R_{\perp}$ et $R_{\parallel}$ maxima et minima. On peut donc tracer les courbes représentant les positions dans le spectre des maxima et minima de $R_{\perp}$ et de $R_{\parallel}$ en fonction de l'angle d'incidence θ.

Ces courbes ayant d'autre part été tracées à partir de mesures directes, la comparaison entre les courbes calculées et les courbes expérimentales permet de juger de la validité du schéma proposé pour expliquer la structure des couches.

On voit sur l'exemple ci-dessous (*fig.* 2) que l'accord est parfaitement satisfaisant. Pour certaines couches, les courbes expérimentales et théoriques sont superposées à la précision des mesures. Dans quelques cas l'accord est moins parfait, mais les écarts ne dépassent jamais 150 Å, soit 3 % en valeur relative sur la valeur de la longueur d'onde correspondant à un extremum.

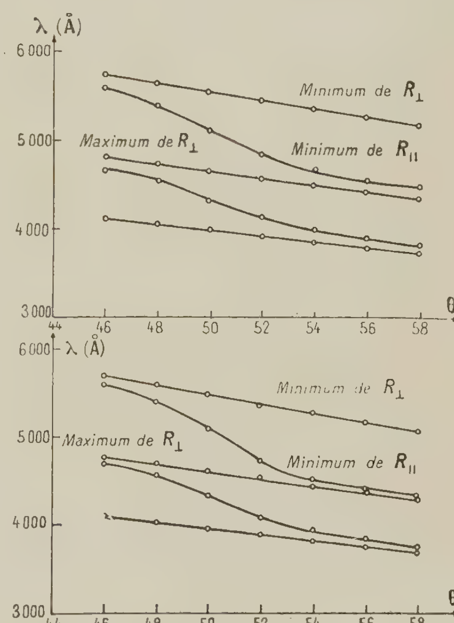


Fig. 2. — Courbes représentant, en fonction de l'angle d'incidence, les positions dans le spectre des maxima et minima de $R_{\perp}$ et $R_{\parallel}$, pour une couche de fluorure de calcium : en haut, courbes calculées ; en bas, courbes déterminées expérimentalement.

Cette concordance très satisfaisante est la preuve de la validité du schéma proposé pour expliquer la structure des couches étudiées.

[1] Bousquet (P.), *Ann. Physique* [13], 1957, **2**, 163.

(*) 3. — Pointé au comparateur des minima, des maxima et des points d'inflexion de la répartition des intensités dans un système de franges d'interférences ou de diffraction ;

par MM. D. Malé et J. Trompette,
Faculté des Sciences de Marseille.

Sommaire. — *Un miroir vibrant à la fréquence N projette l'image d'un système de franges d'interférences ou de diffraction sur un plan percé d'un trou placé devant une cellule photoélectrique à multiplicateurs d'électrons. Un amplificateur sélectif amplifie seulement la composante de fréquence N du courant photoélectrique obtenu. La réponse de l'amplificateur s'annule alors pour les maxima et minima d'intensité lumineuse du système de franges. En amplifiant seulement la composante 2N du courant photoélectrique, la réponse de l'amplificateur s'annule pour les points d'inflexion de la répartition des intensités. On repère ainsi les positions des maxima, des minima et des points d'inflexion de la répartition des intensités à quelques microns près.*

Introduction. — Pierre Giacomo et Pierre Jacquinot ont décrit un montage permettant la localisation précise d'un maximum ou d'un minimum de transmission en fonction de la longueur d'onde [1]. Le dispositif de mesure qui fait l'objet de la présente communication est destiné à déterminer la position des maxima, des minima ou des points d'inflexion d'un système de franges d'interférences ou de diffraction. En particulier, ce dispositif est utilisé pour la mesure des diamètres des anneaux d'interférences à l'infini donnés par un étalon de Perot-Fabry. Cette méthode photoélectrique de mesure des diamètres des anneaux présente sur la méthode visuelle le grand avantage d'augmenter la précision des mesures et de supprimer la fatigue de l'œil de l'opérateur.

Principe de la méthode. — Soit, par exemple, à mesurer les diamètres d'un système d'anneaux d'interférences, photographiés sur plaque. On fixe la plaque photographique verticalement sur un support que l'on peut déplacer horizontalement à l'aide de la vis micrométrique d'un comparateur. Au moyen d'une lentille, on projette l'image de la plaque photographique, après réflexion sur un miroir plan vibrant, sur un écran percé d'un trou (diamètre du trou de l'ordre de 0,1 mm) placé devant une cellule photoélectrique à multiplicateurs d'électrons. La plaque est orientée de manière que le diamètre horizontal de l'image des anneaux passe par le trou de l'écran. La vibration de l'image se fait horizontalement ; l'amplitude de la vibration est inférieure au dixième de l'écartement des anneaux.

Appelons x l'abscisse du trou mesurée sur un axe Ox dirigé suivant le diamètre horizontal de l'image des anneaux. La réponse de la cellule photoélectrique est une fonction de x. En développant cette fonction en série de Taylor, on a

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x} + \frac{\Delta x^2}{2}\frac{\mathrm{d}^2 f}{\mathrm{d}x^2} + \cdots$$

Par suite de la réflexion sur le miroir vibrant, Δx varie périodiquement à la fréquence N d'une manière approximativement sinusoïdale et la réponse de la cellule est la somme d'un terme constant et de termes périodiques de fréquences N, $2N$, etc.

On amplifie sélectivement le premier terme périodique de fréquence N et on applique le signal obtenu sur les plaques de déviation verticale d'un tube cathodique, les plaques de déviation horizontale étant reliées à une tension de balayage quelconque, par exemple la tension du secteur alternatif.

La réponse de l'amplificateur s'annule lorsque $\mathrm{d}f/\mathrm{d}x = 0$, c'est-à-dire lorsqu'on passe par un maximum ou un minimum d'éclairement de la cellule. On repère ainsi les positions des maxima et des minima de noircissement des anneaux avec une indétermination de quelques microns.

Description de l'appareil. — 1. *Montage optique.* — Ce montage est indiqué sur la figure 1. La plaque P ayant servi à photographier les anneaux d'interférences ou de diffraction est placée verticalement devant un condenseur C éclairé par une lampe à filament de tungstène (6,3 V, 10 A) S alimentée par une batterie d'accumulateurs. L'image de la plaque photographique est projetée sur un écran P′ percé d'un trou, après réflexion sur un miroir plan M fixé sur une lame d'acier. Les vibrations, à la fréquence 100 Hz, de cette lame d'acier sont entretenues par un électro-aimant parcouru par le courant alternatif du secteur.

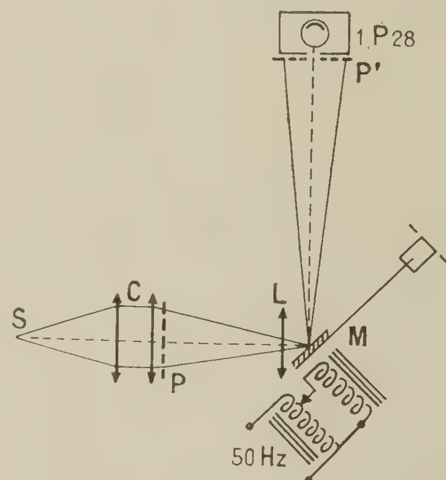


Fig. 1. — Montage optique.

Derrière le trou percé dans l'écran se trouve un tube multiplicateur d'électrons 1P28 RCA alimenté sous une tension de 500 à 1 000 V prélevée sur l'alimentation du tube cathodique DG7.36.

2. *Amplificateur sélectif.* — La figure 2 représente son montage. L'accord de l'amplificateur sur une basse fréquence est obtenu par un circuit en double T établissant une contre-réaction sélective entre l'anode du tube de sortie et la cathode du tube d'entrée.

Pour le pointé des maxima et des minima d'un système de franges d'interférences ou de diffraction l'amplificateur est accordé sur la fréquence 100 Hz.

Pour repérer les points d'inflexion on peut, soit accorder l'amplificateur sur la fréquence 200 Hz, soit, sans changer l'accord de l'amplificateur, utiliser une lame vibrante en acier aimanté dont les vibrations sont entretenues à la fréquence 50 Hz du secteur alternatif.

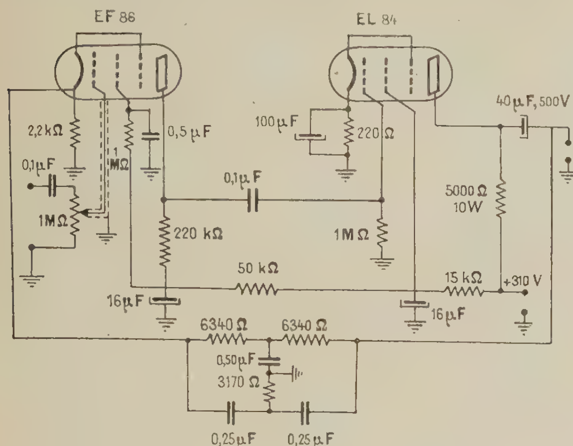


Fig. 2. — Amplificateur sélectif.

[1] Giacomo (P.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A.

(*) **4. — Pouvoir thermoélectrique du sélénium polycristallin ;**

par Mlle D. Vidal et M. G. Blet,
Laboratoire des Semi-conducteurs du C. N. R. S. à Marseille.

Nous avons étudié le pouvoir thermoélectrique du couple sélénium-cuivre. Trois paramètres dépendant du sélénium agissent sur sa valeur : la pureté, la température de recuit, la durée du recuit.

Nous avons utilisé pour nos expériences deux variétés de sélénium de puretés différentes : l'une à 0,005 %, l'autre à 1 % que nous appellerons respectivement A et E. Les températures de recuit choisies sont : 150°, 176°, 190°.

Procédé de mesure. — Le sélénium est fondu et coulé à l'état amorphe sous forme de petits cylindres (4 mm de diamètre et 15 mm environ de long) que l'on amène rapidement à la température ambiante. Les extrémités des cylindres sont polies au papier abrasif fin pour les aplanir.

Le couple sélénium-cuivre est réalisé en serrant fortement un petit cylindre entre deux cubes de cuivre bien calorifugés. L'un de ces cubes maintenu à température constante, monté sur plexiglas, est parfaitement isolé. Il est relié au quadrant isolé d'un électromètre (avec les précautions habituelles pour l'isolement des fils). L'autre cube, à la masse, est relié à la cage de l'électromètre ; il peut être porté à différentes températures par passage d'un courant électrique dans une petite résistance (*fig.* 1).

L'électromètre fonctionne en montage hétérostatique dissymétrique avec une tension auxiliaire de 150 V.

En équipant l'électromètre d'un ruban très fin et en faisant les mesures à une distance de 3 m, nous avons une sensibilité d'environ 4 m/V. Pour éviter les risques de non-linéarité de l'électromètre, nous avons employé pour faire les mesures une méthode de substitution. Sur le fil qui relie le cube non isolé à la cage de l'électromètre, nous avons intercalé un circuit potentiométrique. Une connexion mobile permet de court-circuiter soit le couple sélénium-cuivre, soit le circuit potentiométrique. On modifie la valeur de la résistance R mise dans le circuit de l'électromètre jusqu'à obtention d'une déviation identique à celle que donne le thermocouple. Le circuit potentiométrique étant parcouru par un courant constant de 1 mA, la valeur de cette résistance en ohms donne directement la force électromotrice à mesurer en millivolts (*fig.* 2).



Fig. 1.

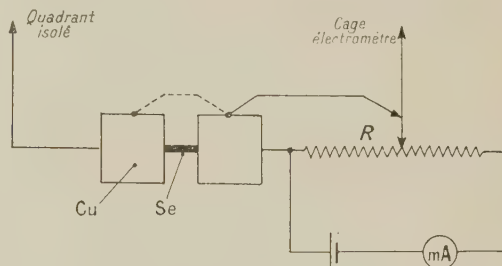


Fig. 2.

Le traitement thermique reçu par les cylindres amorphes est le suivant : ils sont placés dans une étuve à température constante (à l'air et à la pression atmosphérique) pendant des durées croissantes. Après chaque recuit, ils sont ramenés rapidement à la température ambiante.

On remarquera, du moins pour les durées très courtes, qu'elles ne sont que des repères et qu'elles ne correspondent pas aux durées de recuit exactes, le sélénium étant mauvais conducteur de la chaleur. De plus, il y a sûrement une amorce de cristallisation à température inférieure, avant que le sélénium soit arrivé à la température choisie.

Résultats. — L'étude a porté sur le domaine de températures 25-50° C. Dans ce domaine, nous n'avons pas

constaté de variations du pouvoir thermoélectrique en fonction de la température à laquelle on fait la mesure.

Le signe du pouvoir thermoélectrique est pour les deux variétés de sélénium celui que l'on donne en général pour le sélénium, à savoir que le métal devient négatif par rapport au semi-conducteur à la jonction chaude, ce qui indique une conduction par trous positifs [1].

Pour des durées de recuit faibles, les mesures présentent d'assez grosses difficultés du fait que la résistance très grande de l'échantillon (1 000 MΩ pour le sélénium E recuit à 150° pendant 25 mn) qui n'est que partiellement transformé en sélénium hexagonal, laisse pratiquement l'électromètre en circuit ouvert, ce qui explique la faible précision ± 2,5 % de nos mesures.

Nous avons constaté (*fig.* 3) que le pouvoir thermo-

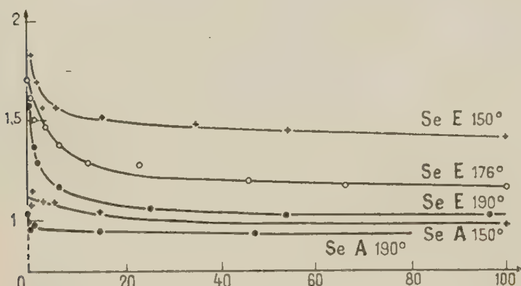


Fig. 3. — En abscisse, durée du recuit en heures ; en ordonnée, pouvoir thermoélectrique en millivolt.

électrique diminue quand croît la durée du recuit, diminution beaucoup plus marquée pour le sélénium E que pour le A. Le pouvoir thermoélectrique paraît avoir atteint une valeur limite après une certaine durée du recuit : une trentaine d'heures à 190° C, une soixantaine d'heures à 150° pour le sélénium E, à peine une ou deux heures à 190° pour le sélénium A.

On remarquera sur les courbes que pour le sélénium A, la limite se situe aux alentours de 1 mV, valeur que l'on donne, en général, pour le pouvoir thermoélectrique du sélénium par rapport au cuivre, alors que la limite pour le sélénium E dépend beaucoup de la température du recuit. Elle est d'autant plus haute que la température du recuit est plus basse.

Discussion. — On exprime généralement le pouvoir thermoélectrique pour un semi-conducteur en fonction du nombre n de porteurs par la formule [2]

$$\pi = \frac{k}{q}\left(B + \log\frac{N_A}{n}\right), \quad N_A = 2\left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$$

On voit que π varie comme $C - D \log n$, C et D étant supposés constants. Pour une température de recuit, le fait que le pouvoir thermoélectrique diminue quand croît la durée du recuit paraît pouvoir s'expliquer. Le taux de cristallisation varie dans le même sens que la durée du recuit et le nombre de porteurs augmente sûrement avec le taux de cristallisation, ce qui expliquerait, vu la formule donnant le pouvoir, sa diminution en fonction de la durée du recuit. Au bout d'un certain temps de recuit, la transformation est à peu près complète et on arrive à une valeur limite.

Un essai d'explication de la diminution en fonction de la température de recuit est beaucoup plus difficile. D'après une étude sur le taux de transformation [3] au bout de 2 h de recuit et pour des températures de 150°, 170°, 190° voisines de celles de nos expériences, il serait respectivement de 93 %, 94,5 %, 97 %, donc peu différent en fonction de la température de recuit.

On ne peut donc expliquer les écarts par un taux différent de sélénium aux différentes températures de recuit.

On se trouve sûrement en présence d'un phénomène qui fait intervenir la question de pureté dans la cristallisation.

Il est cependant difficile de tirer une conclusion générale de nos résultats car le taux de 1 % d'impuretés n'est pas dû à une seule impureté, mais à plusieurs dont les principales sont : le fer, le cuivre, le chlore, le mercure, qui peuvent avoir des actions différentes sur la cristallisation.

[1] Henish (H. K.) et Francois (M.), On the thermoelectric properties of selenium. Semi-conducting materials, éd. Butterworth, London, 1951.

[2] Plessner (K. W.), Conductivity, Hall effect, and thermoelectric power of selenium single crystals, *Proc. Phys. Soc.* [B], 1951, **64**, 673 ;
Aigrain (P.) et Englert (F.), Les semi-conducteurs, éd. Dunod, Paris, 1958.

[3] Tanaka (K.), *Mem. Sic. Kyoto Univ.* [A], 1934, **17**, 77 ;
Henkels (H. W.), Thermoelectric power and mobility of carriers in selenium, *Phys. Review*, 1950, **77**, 734.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 25 AVRIL 1958

1. — Passage des particules à travers la matière ;

par M. H. Fröhlich,
Professeur à l'Université de Liverpool.

2. — Questions concernant la théorie de l'exciton ;

par M. H. Haken,
Professeur à l'Université d'Erlangen.

Le Gérant : Maurice Blondin — Dépôt légal : 3e trim. 1959. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881

44, rue de Rennes, Paris (VIe)

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 30 JANVIER 1959

I. — Assemblée générale.

L'Assemblée générale annuelle de la Société française de Physique s'est tenue le vendredi 30 janvier 1959 à 17 h 30, dans l'Amphithéâtre de Physique du Collège de France, sous la présidence de M. le Professeur Pierre Jacquinot, Président de la Société en 1958.

L'ordre du jour comporte :

a) approbation du Rapport de la Commission des Comptes sur l'exercice 1957-1958 (année 1958) ;

b) élection de trois membres du Bureau, huit membres du Conseil et un membre d'honneur ;

c) rapport moral du Président sortant ;

d) allocution du Président entrant ;

e) questions diverses.

Il est tout d'abord procédé au vote dont le résultat sera proclamé en séance ordinaire après dépouillement par les scrutateurs : MM. F. Netter, A. Herpin, R. Dupeyrat et F. Poulard.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Cohen (André), Ingénieur de l'École Polytechnique, 23, avenue Victor Hugo, Paris (16e), présenté par MM. A. Léauté et A. Maréchal.

Croce (Paul), Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 25, rue Séverine, Issy-les-Moulineaux (Seine), présenté par MM. A. Maréchal et M. Françon.

Dembno-Tchaïkowsky (Michel), Ingénieur E. S. M. E. et E. S. E., Ingénieur à la S^{té} S. E. M. A. C., 41, rue Vital, Paris (16e), présenté par MM. I. Epelboin et P. Morgault.

Desprez (Roger), Docteur ès Sciences, Ingénieur au Laboratoire de Recherches Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. Abribat et R. Pinoir.

Huetz (Jacques), Docteur ès Sciences, Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 13, rue Vauquelin, Paris (5e), présenté par MM. R. Lennuier et G. Amat.

Mme Huetz-Aubert (Magdeleine), Docteur ès Sciences, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences, 13, rue Vauquelin, Paris (5e), présentée par MM. R. Lennuier et G. Amat.

MM. Kagan (Wladimir), Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 27 *bis*, avenue des Piliers, La Varenne-Saint-Hilaire (Seine), passe sur sa demande de la catégorie juniors à celle de titulaires.

Sautier (Claude), Ingénieur E. S. P. C. I., Ingénieur au Laboratoire de Recherches Kodak-Pathé, 30, rue des Vignerons, Vincennes (Seine), présenté par MM. M. Abribat et R. Pinoir.

S. E. F. R. A. M. (Soc.), 74, rue de la Fédération, Paris (15e), présentée par MM. P. Jacquinot et J. Yvon.

M. Torki (Bèchir), Ingénieur E. N. S. E. H. T., Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France, place Marcelin Berthelot, Paris (5e), présenté par MM. F. Perrin et C. Magnan.

Mlle Vidal (Denise), Attachée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Châlet des Pins, Traverse La Tourette Saint-Marcel, Marseille (2e), présentée par MM. T. Vogel et G. Blet.

Est admise comme Membre junior :

Mlle Huot (Michèle), Ingénieur E. S. O., Licenciée ès Sciences, 35, rue du Closeau, Villiers-sur-Marne (Seine-et-Oise), présentée par MM. F. Abelès et A. Maréchal.

Sont admis à la Section d'optique :

M. Coutard (Lucien), Opticien de la Sté Coutard et Cie, 19, rue René Anjolvy, Gentilly (Seine), présenté par MM. M. Françon et A. Maréchal.

Mme Lévy-Bloch (Suzanne), Ingénieur E. S. O., Directeur technique des Ets Boyer, 8, rue de la Reine Blanche, Paris (13e), présentée par MM. M. Françon et A. Maréchal.

M. le Président donne ensuite la parole à M. Maurice Blondin, chargé de présenter le rapport de la Commission des Comptes.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1957-1958 (ANNÉE 1958)

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1957-1958 (année 1958) de notre Société.

Actif.—L'actif comptabilisé, s'élevant à 21 009 491 F, comprend : 1o des titres pour une valeur de 7 560 140 F, dont 913 454 F comme placement du fonds de réserve et 6 646 686 F comme placement des disponibilités ; 2o un cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais de 100 000 F ; 3o des éléments disponibles ou réalisables pour un montant de 10 349 351 F ; 4o une subvention attendue à bref délai de 3 000 000 F en remboursement d'une avance faite en juin 1958 au titre du Congrès International de Physique nucléaire.

Les certificats des titres déposés en banques et les pièces justificatives des espèces en caisse et en banques au 31 octobre 1958 nous ont bien été présentés.

Les éléments non comptabilisés, figurant pour mémoire au bilan, comprennent les 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la Librairie Gauthier-Villars, les créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle, les cotisations dues et non encore payées.

Passif. — Au passif figurent : 1o ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 913 454 F, en augmentation de 9 000 F, montant de versements de membres à vie ; 2o sous le nom de provisions libres, d'une part, le solde de l'exercice 1957, soit 14 069 653 F, et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 3 630 293 F, soit un montant global des provisions libres de 17 699 946 F, représenté par des titres (6 646 686 F), le cautionnement (100 000 F), des espèces (7 953 260 F) et enfin la somme de 3 000 000 F à recevoir en remboursement de l'avance signalée plus haut ; 3o des frais à payer, au titre de l'Exposition, s'élevant à 692 446 F ; 4o une somme de 1 431 645 F revenant à la Société *Journal de Physique*, provenant de la rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, en échange de la fourniture de 1 296 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium* ; 5o une somme de 272 000 F constituant le solde du compte appartenant au Comité français de Physique dont la Société française de Physique assume la gestion.

Compte des ressources et des charges. — L'examen de ce compte fait ressortir un montant total des ressources de 21 871 095 F ; les charges se sont élevées à 18 240 802 F, d'où un excédent des ressources de 3 630 293 F représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Comme chaque année, le poste le plus important de ce chapitre est celui relatif aux recettes de l'Exposition annuelle et de son catalogue, soit 19 099 249 F, qui, déduction faite des frais engagés 13 813 875 F, laisse un bénéfice de 5 285 374 F.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement propres à la Société, soit 2 995 282 F contre 2 573 547 F l'année passée. Ce poste parfaitement tenu n'appelle aucune observation de notre part ; mais déduction faite de quelques ressources diverses pour un montant de 385 771 F (intérêts du portefeuille et dons divers) le compte d'exploitation de notre Société fait ressortir un déficit de 1 655 081 F que les résultats de l'Exposition 1958 ont permis de combler.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1958, le nombre des membres est encore en augmentation sensible, passant de 1 216 à 1 262.

En conclusion, le bilan accuse une situation très satisfaisante et nous vous demandons de bien vouloir approuver la situation financière telle qu'elle vient de vous être présentée.

Les Membres de la Commission :
Maurice Blondin, *rapporteur* ;
Félicien Blottiau,
Eugène Dupuy.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. P. Jacquinot, Président sortant, après avoir remercié le Rapporteur de la Commission des Comptes, présente le rapport moral, qui résume les activités de la Société pendant l'année écoulée :

Mes chers Collègues,

La première impression reçue en jetant un coup d'œil sur la vie de notre Société pendant l'année écoulée concerne le nombre et la qualité de nos membres qui ont disparu.

Nous déplorons en effet la mort de 19 de nos membres parmi lesquels figurent des physiciens illustres qui ont été mêlés de très près à la vie de la Société. Trois anciens présidents, Membres de l'Institut, nous ont quittés cette année : M. Mauguin, Président en 1936, M. Darmois, Président en 1950, et M. Joliot, Président en 1946. Parmi les autres membres décédés nous trouvons MM. Beaudoin, Delaby, Job, Lamirand, Le Rolland, Muraour et Toulon. Enfin, bien qu'il ne soit pas membre de notre Société, beaucoup d'entre nous ont ressenti la mort du célèbre auteur du principe d'exclusion, Wolfgang Pauli. La liste est malheureusement trop longue pour que je puisse la dire ici tout entière, mais je tiens à exprimer aux familles de tous les disparus les sincères condoléances de notre Société.

La séance d'aujourd'hui a été dédiée spécialement à la mémoire de Frédéric Joliot, que beaucoup d'entre

nous ont connu et que tous ont admiré, et c'est la raison du choix de cet amphithéâtre, où il faisait ses cours.

Sa fin prématurée a été un saisissement cruel pour nous tous ; des voix plus autorisées viendront tout à l'heure lui apporter leur hommage et rappeler son œuvre. Le Pr AMALDI, Président de l'Union Internationale de Physique, est venu spécialement de Rome pour apporter l'hommage des physiciens étrangers.

Je voudrais seulement, en tant que représentant de la Société française de Physique, rappeler en quelle haute estime il y était tenu, puisqu'il en avait été Membre d'Honneur, honneur en fait très grand, auquel il avait été très sensible et qu'il ne partageait qu'avec douze autres physiciens qui sont : Niels BOHR, M. DE BROGLIE, DE HAAS, SIEGBAHN, L. DE BROGLIE, DEBYE, CONDON, Sir Ch. DARWIN, VAN VLECK, VON LAUE, OPPENHEIMER, ANDRADE.

Personnellement j'ai toujours su grand gré à M. Joliot d'avoir eu une influence sensible sur mes travaux en me posant un jour un intéressant problème de recherche spectroscopique d'un isotope de l'hélium, qui fut le point de départ de toute une série de travaux.

Je voudrais m'arrêter aussi au souvenir de M. Eugène DARMOIS qui a été non seulement Président en 1950, mais aussi Secrétaire général pendant dix ans. Nombreux sont ici ses anciens collègues, élèves ou étudiants et ils n'oublieront pas sa puissante personnalité, son activité inlassable, son œuvre considérable.

S'il est d'usage qu'un Président entrant formule des vœux, il est bien fréquent aussi que le Président sortant formule des regrets et constate que ses vœux n'ont pas été couronnés de beaucoup de succès. Le plus courant de ces vœux, comme de ces regrets, est relatif au nombre des membres de la Société.

Et je dois constater encore que malgré une augmentation d'environ 70 membres (98 admissions, 19 décès, 13 démissions), le nombre des membres de notre Société reste extraordinairement faible en comparaison de la place de plus en plus importante que tient la Physique dans le monde actuel. Je m'étais référé l'année dernière à une citation du discours prononcé par Aimé COTTON quand il prit en 1930 la présidence de notre Société ; je puis maintenant me référer à son allocution de Président sortant pour constater, avec étonnement, que le nombre des membres de la Société était de 1 279 en 1931 et qu'aujourd'hui il est de 1 282. Ainsi donc en 28 ans, alors que l'importance reconnue à la science dans notre pays s'est accrue d'un facteur de l'ordre de dix, le nombre des membres de notre Société a augmenté d'environ 2 pour mille. Ce nombre serait-il donc une constante universelle, invariable en dépit de tous les bouleversements scientifiques ?

Et pourtant l'examen de l'activité de la Société pendant l'année écoulée est plutôt encourageant. L'expérience tentée pour renouveler la formule de nos réunions a donné de bons résultats. Les réunions mensuelles ont été remplacées par des réunions moins fréquentes, mais plus longues, occupant une demi-journée ou une journée entière et consacrées à un sujet déterminé. Les réunions d'optique de mars et d'octobre, ainsi que la réunion de novembre consacrée principalement à l'exciton et à la physique des plasmas ont été très suivies. Il est encore trop tôt pour dire si cette nouvelle formule remplacera définitivement l'ancienne, mais l'expérience sera probablement continuée cette année.

L'Exposition a connu son succès habituel, grâce à l'aide de M. BARCHEWITZ et au dévouement inlassable de M. POULARD et, pour le moment, comme les peuples heureux, elle n'a pas d'histoire.

A cette occasion d'excellentes conférences ont été prononcées par MM. AMALDI, VENDRYÈS, NOZIÈRES et SIESTRUNCK et l'affluence de la salle du Palais de la Découverte a montré l'intérêt de ces grandes conférences de mise au point. Que les conférenciers soient ici spécialement remerciés. Et nous avons eu l'honneur et le plaisir de pouvoir organiser, en collaboration avec le Palais de la Découverte, une conférence de Robert OPPENHEIMER, dont on peut imaginer le succès.

En juillet la Société a prêté son concours à l'organisation du Congrès International de Physique Nucléaire qui a connu un très grand succès.

Les prix que la Société décerne chaque année ont été augmentés en nombre et en importance et ont été distribués cette année à Mme MATHIEU-FARRAGGI et à MM. BIQUART, CHABBAL, MATTLER et WINTER. Le prix Holweck décerné en commun par la Physical Society de Londres et par la Société française de Physique a été attribué à M. ABRAGAM et le choix excellent de notre Société a été confirmé ultérieurement par un prix beaucoup plus spectaculaire.

Les sections de province ne sont pas restées inactives et parmi les plus vivantes a été la Section Méditerranée qui a tenu quatre réunions à Marseille et où de grandes conférences ont été prononcées par nos collègues GUILLAUD, LUCAS et TRILLAT.

Un regret doit cependant être formulé cette année encore sur le retard considérable avec lequel paraissent les comptes rendus des communications présentées à ces séances ; une partie de la faute en incombe aux auteurs qui remettent leurs textes en retard ... ou jamais. Des mesures énergiques devraient être prises pour remédier à ces retards, qui enlèvent tout leur intérêt à la publication de ces communications, dont la plupart sont originales.

Les Sociétés comme la nôtre ne vivent que grâce au dévouement de ceux qui veulent bien accepter de les faire vivre. L'âme d'une société est son Secrétaire Général et c'est donc le premier auquel nous devons adresser nos remerciements. Et cette année les remerciements qui sont adressés à notre si sympathique collègue MARÉCHAL seront valables non seulement pour l'année écoulée, mais pour les six années qu'il vient de consacrer à la Société française de Physique. Sa bonne humeur, son entrain, son efficacité nous feront encore plus regretter son départ. Maix six ans d'effort c'est déjà beaucoup et nous devons comprendre le désir qu'a M. MARÉCHAL de passer le flambeau. Notre regret n'aura d'égal que la chaleur de notre remerciement et la sympathie que nous lui conserverons en espérant qu'il voudra bien continuer à s'intéresser activement à la vie de la Société.

Vous connaissez tous sans doute celui que le Conseil a proposé à vos suffrages pour le remplacer et vous avez pu apprécier ses très brillantes qualités et son étonnante vitalité.

Nous sommes sûrs que les destinées de la Société seront encore une fois en bonnes mains et nous devons vivement remercier M. AIGRAIN d'avoir accepté d'ajouter une charge supplémentaire aux charges déjà nom-

breuses et lourdes que nous lui connaissons. Nous attendons de lui de fructueuses initiatives.

Je voudrais aussi remercier de leur dévouement M. Gustave Yvon, Trésorier, et M. Chovin, Trésorier-adjoint, ainsi que nos Secrétaires Netter et Herpin. M. Poulard reste l'élément le plus permanent et le plus indispensable de la vie quotidienne de la Société. Tous ceux qui ont eu affaire à lui savent combien il a pris à cœur tout ce qui concerne cette vie et avec quelle sécurité on peut compter sur lui pour l'entretenir.

La Société Kodak a continué à manifester sa générosité par un don de 50 000 F à notre Société et nous la remercions ainsi que deux autres donateurs, Mlle Schulhof et M. H. H. Paine, de Johannesbourg.

Ce n'est pas sans quelque mélancolie que je vais, dans un instant, quitter le symbolique fauteuil de la présidence. Mais cette mélancolie sera largement surcompensée par la joie que j'aurai de remettre ce fauteuil à mon excellent collègue et ami Jacques Yvon.

Le Conseil a certainement eu la main très heureuse en le proposant à vos suffrages l'année dernière. Il est connu à la fois comme physicien théoricien, par ses travaux de thermodynamique statistique, et comme animateur et organisateur d'un grand service, par sa brillante réussite à la tête du département des études de piles au Commissariat à l'Énergie Atomique. C'est donc un physicien très complet, connaissant aussi bien les problèmes théoriques que l'application industrielle et auquel aucune des parties de l'immense domaine que prétend couvrir l'activité de notre Société ne sera étrangère.

En outre, ses attaches profondes avec la physique nucléaire prouveront le désir qu'a la Société de Physique de ne pas rester attachée seulement aux aspects les plus classiques de la Physique. Grâce à sa présence, à son action et à son exemple nous espérons que la Société ne risquera plus de mériter le reproche qui lui fut fait quelquefois d'être seulement une Société de Physique classique.

M. J. Yvon, Président entrant, en succédant à M. P. Jacquinot, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

C'est le rôle du président sortant d'évoquer la mémoire des membres de la Société française de Physique qui sont décédés dans l'année et c'est ce que vient de faire M. Jacquinot. Les sentiments de reconnaissance que j'éprouve à l'égard de deux d'entre eux m'imposent d'évoquer ici, même si parler de soi est haïssable, deux souvenirs personnels.

Eugène Darmois avait publié en 1925 un ouvrage intitulé *La théorie des électrolytes.* Il mentionnait là certains problèmes de théorie cinétique ; c'est le désir de les approfondir qui a déclenché ma carrière de physicien.

C'est sous Frédéric Joliot que je suis entré au Commissariat à l'Énergie Atomique. J'y voyais pour mon compte le moyen de reprendre contact avec l'actualité scientifique dont nous avions été sevrés pendant la guerre. Je ne puis résumer ici la suite des événements, mais l'histoire du Commissariat à l'Énergie Atomique prouve que l'aventure peut saisir non seulement des explorateurs mais aussi des fonctionnaires sédentaires de l'Éducation Nationale.

Il faut rendre hommage aux hommes qui ont su rendre la vie d'autres hommes intéressante et peut-être utile. Je ne puis oublier non plus que Mme Joliot suivait nos travaux avec une souriante exactitude.

Le Conseil de la Société française de Physique a bien voulu me proposer, en janvier dernier, au suffrage de l'Assemblée. L'Assemblée a bien voulu m'élire à la Vice-Présidence de la Société. Après une année de rodage, le Vice-Président devient Président. Je remercie le Conseil et les électeurs de l'année dernière de cette désignation qui me vaut l'honneur de succéder à d'éminents physiciens. Entouré des conseils de mes prédécesseurs et particulièrement de M. Jacquinot, de mon prochain successeur et des secrétaires généraux, ancien et nouveau, qui représentent la permanence au sein de la Société, j'espère ne pas trop vous décevoir.

On remercie les électeurs de l'année passée. C'est un exercice un peu tardif. Je voudrais remercier ceux qui ont bien voulu se déranger aujourd'hui et qui manifestent par leur présence l'intérêt qu'ils portent à la Société française de Physique.

Récemment, j'ai visité les nouveaux bâtiments de l'UNESCO, place Fontenoy. C'était l'occasion de faire connaissance avec une architecture et des aménagements modernes. Au cours de cette visite notre guide, très compétente, nous a expliqué l'un des objectifs de l'UNESCO qui est — je ne crois pas trahir les termes exacts — de faciliter la compréhension entre l'Est et l'Ouest. Le rôle de la Société française de Physique est un peu analogue. Il est d'assurer la compréhension entre les physiciens, par la voie la plus simple, qui consiste à les réunir de temps en temps dans un même local. Les cloisons — étanches par principe — entre différents services, l'incompréhension naturelle qui sépare les hommes de laboratoire et les théoriciens soupçonnés d'idées irréelles, la distance infranchissable qui sépare la capitale et la province, ce sont des obstacles que la vocation de la Société est de réduire. Il faut aussi entretenir les voies ouvertes : relations avec les savants étrangers, heureusement confiantes et dont témoigne ce soir l'amicale présence de M. Amaldi, relations avec les spécialités voisines, manifestées ce soir par la présence non moins réconfortante de M. Champetier, Président de la Société de Chimie physique. Je n'hésite pas à dire que nos relations les plus délicates sur le plan des idées et non pas des personnes, bien entendu, sont avec les mathématiciens. Toutefois, des tâches communes et notamment la modernisation des moyens de calcul sont, il est vrai, en train de réduire le petit fossé existant. La visite à l'UNESCO a un autre intérêt non moins symbolique ; en effet, l'écriteau qui annonce que le palais peut être visité est placé au-dessus d'un mur désert et très loin de la porte d'entrée. Ce qui veut dire que seule la persévérance permettra de réduire les difficultés que je viens d'évoquer.

Dans le programme de cette année, je puis détacher dès maintenant les événements suivants :

1° L'exposition annuelle de la Société aura lieu au Grand Palais des Champs-Élysées, du 16 au 23 avril inclus.

A cette occasion, le prix Holweck sera remis à un physicien anglais. Celui-ci sera accompagné de collègues britanniques, que nous aurons l'agréable devoir

de recevoir. Les autres prix de la Société seront aussi remis à la même époque. Et des conférences dont l'intérêt sera assez général complèteront l'exposition.

2° Une séance de la Section d'Optique est prévue à Marseille pour le mois de mai. Elle devrait comporter des visites de centres intéressants de la région.

II. — Séance ordinaire.

Cette séance est dédiée à la mémoire de Frédéric Joliot.

M. le Président donne la parole au Pr E. Amaldi, Président de l'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée, qui apporte à l'Assemblée, l'hommage des physiciens à la mémoire de Frédéric Joliot.

Hommage des physiciens à la mémoire de Frédéric Joliot ;

par M. E. Amaldi,

Professeur à l'Université de Rome,
Président de l'Union Internationale
de Physique pure et appliquée.

Monsieur le Président, Mesdames, Messieurs,

A six mois environ de la mort de Frédéric Joliot, la Société française de Physique se réunit aujourd'hui pour commémorer ce grand savant et rendre hommage à sa mémoire.

C'est avec une profonde gratitude que je remercie M. le Président pour m'avoir invité à cette cérémonie solennelle et pour m'accorder l'honneur d'exprimer la part que tous les physiciens prennent au deuil qui a frappé la science française et la France entière.

Bien que je n'aie eu le bonheur de connaître personnellement Frédéric Joliot et sa femme, Irène Curie, que dans l'après-guerre, son nom, leurs noms devrais-je dire, car il est impossible de se souvenir de l'un d'eux sans l'autre, m'étaient déjà familiers vers 1930, époque où je faisais mes premiers pas dans la physique.

Ce n'est pas à moi d'évoquer la figure de Joliot ni sa vaste œuvre scientifique ; cette tâche est réservée à un de ses élèves qui, pendant des années, a vécu auprès de lui, a travaillé à ses côtés, prenant part à tous les événements liés aux progrès continus de la physique et à la vie de la période troublée qui a précédé la dernière guerre.

Je me bornerai donc à rappeler que Joliot se plaça, d'emblée, au premier plan dans le domaine de la physique, au cours de la période qui va de 1932 à 1934, et qu'il s'imposa rapidement comme l'une des personnalités les plus remarquables de ce siècle et destinée à laisser une trace ineffaçable dans l'histoire de la physique.

Les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* au cours de cette période relatent ses plus grandes découvertes, l'une après l'autre ; ce sont de brèves notes qui se succèdent à la distance de quelques mois, souvent même de quelques semaines, notes écrites sur la table du laboratoire et qui gardent la fraîcheur du résultat expérimental à peine acquis.

Les expériences que Joliot fit avec Irène Curie sur les radiations pénétrantes émises par le glucinium bombardé avec les particules α et la preuve que ces radiations pouvaient projeter des noyaux d'hydrogène et d'hélium, constituent un anneau essentiel dans la chaîne des recherches qui, commencées par Bothe et Becker, devaient amener Chadwick à démontrer l'existence du neutron.

Ses études sur l'anéantissement des positrons suivent à la distance d'un peu plus d'une année et constituent l'un des piliers fondamentaux de nos connaissances actuelles de la physique des corpuscules.

La découverte, faite avec Irène Curie, de la radioactivité artificielle produite par le bombardement des éléments légers au moyen de particules α fut, dès l'époque, unanimement jugée digne de la plus haute attestation internationale, le prix Nobel, et représente, encore aujourd'hui, un élément essentiel à la connaissance de la structure de l'atome. Cette découverte a ouvert la voie à l'expérimentation des physiciens et des chimistes du monde entier dans un domaine toujours extrêmement fécond.

D'autres expériences, d'un élégante simplicité de réalisation mais qui révèlent en même temps un grand esprit de finesse dans le choix du problème et qui aboutissent à des conclusions profondément significatives, resteront dans l'histoire de la physique nucléaire comme des exemples classiques de maîtrise expérimentale. Parmi ces dernières, on ne peut passer sous silence ses recherches sur la scission de l'uranium et sur la possibilité d'effectuer des réactions en chaîne.

Dans la période qui s'étend de 1932 à 1940, les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* étaient attendus dans les Instituts de Physique du monde entier avec impatience ; on se les disputait à leur arrivée, car on savait que dans une note d'un peu plus d'une page de Frédéric Joliot ou d'Irène Curie ou de tous les deux, pouvait être renfermé un résultat de nature à modifier d'une façon essentielle les conceptions du moment.

Lorsque, dans l'après-guerre, j'eus l'occasion de connaître personnellement Frédéric Joliot, bien que son attention se fut désormais fixée sur d'autres problèmes, je trouvais, ou plutôt je retrouvais, ce à quoi je m'attendais par l'étude de ses travaux. Une personnalité de savant pleine de vie, qui, guidée par une grande finesse d'intuition, savait réaliser avec une rapidité exceptionnelle la juste disposition expérimentale pour poser de la façon la plus simple les questions les plus importantes à la nature.

Si la mort de Frédéric Joliot laisse parmi vous, Messieurs, qui étiez ses amis, ses collègues, ses collaborateurs ou ses élèves, un vide que rien ne peut combler, elle laisse un vide non moins grand dans le cercle étroit des grands hommes qui ont guidé le progrès de la physique dans la première moitié de ce siècle.

Après les remerciements adressés au Pr Amaldi, M. le Président donne la parole à M. Georges Champetier, Président de la Société de Chimie physique, qui joint l'hommage de la Société de Chimie physique à celui de la Société française de Physique à la mémoire de Frédéric Joliot.

Hommage de la Société de Chimie physique à la mémoire de Frédéric Joliot ;

par M. G. Champetier,
Président de la Société de Chimie physique.

La Société de Chimie physique s'honore d'avoir compté Frédéric Joliot parmi ses présidents. Elle est reconnaissante à la Société française de Physique de l'avoir associée à cette manifestation en hommage au grand savant, trop tôt disparu, qui honore la science et notre pays.

L'évolution de la science est faite de périodes de développement continu de certains domaines de la connaissance, mais aussi de discontinuités qui rénovent complètement des disciplines particulières ou qui ouvrent de nouvelles voies à la recherche. Frédéric Joliot fut l'un de ceux, fort rares, qui ont dévoilé les horizons insoupçonnés d'une immensité qui émerveille.

Allié à la famille illustre des Curie, héritier d'un avenir scientifique dont les possibilités paraissaient déjà riches de promesses lorsqu'il commença ses travaux, il a mieux fait que continuer magistralement, avec Irène Curie, l'œuvre qui lui avait été léguée. Il fut l'un de ces créateurs exceptionnels qui surgissent au hasard des siècles pour ouvrir un nouveau chapitre au savoir.

La découverte de la radioactivité artificielle prolongeant magnifiquement celle de la radioactivité naturelle, et qui lui valut le prix Nobel, a eu des conséquences dont nous mesurons encore à peine toute l'importance. Peu de chercheurs ont eu, comme lui, l'indicible et émouvant bonheur dans la création scientifique de révéler simultanément la possibilité de créer des radioéléments inconnus dans la nature et le nouveau phénomène d'une radioactivité positogène. Peu de chercheurs ont eu le privilège de donner à l'homme une connaissance plus approfondie de la structure de la matière et des moyens d'accroître sa puissance technique. Frédéric Joliot appartient à la lignée des briseurs d'atomes qui, à la fin du siècle dernier et au début de ce siècle, ont révélé les particules ultimes de la matière. Son nom demeurera attaché à l'étude du neutron et du positon, à la matérialisation des photons γ et à la dématérialisation des électrons. Il fut l'un des pionniers de l'énergie nucléaire.

Son influence par son enseignement à la Sorbonne et au Collège de France fut aussi grande que par ses découvertes. Professeur de talent, conférencier remarquable, chercheur passionné, il a su entraîner les jeunes, créer des vocations et former une école dont la renommée attirait les chercheurs de France et de l'étranger. Homme d'action et administrateur d'une clairvoyance peu commune, il fut le réorganisateur du Centre National de la Recherche Scientifique après les heures douloureuses de la guerre et le premier animateur à l'Énergie Atomique. La recherche scientifique française gardera longtemps l'empreinte dont il l'a marquée.

Mais le savant était doublé d'un homme aux idées généreuses ; il avait foi dans la recherche et dans la grandeur de l'œuvre scientifique. Il était de ceux qui croient que l'humanité pourra être délivrée de ses peines par la fécondité de la science. Il proclamait, avec une conviction ardente, que les découvertes scientifiques assureront sur notre globe la vie calme et heureuse souhaitée par tous les hommes en les débarrassant des angoisses de la faim et de la maladie et en mettant à leur disposition des ressources énergétiques toujours accrues pour l'amélioration de leur vie matérielle et de leur bien-être. Sans doute était-il désolé que l'énergie nucléaire ait trouvé ses premières utilisations à des fins meurtrières, mais il savait que cette énergie dont il avait contribué, l'un des premiers, à libérer la puissance inépuisable, finirait par être employée pour le bonheur de l'humanité en supprimant les compétitions pour la possession de ressources énergétiques conventionnelles inégalement réparties à la surface de la terre et dont la civilisation actuelle commence à entrevoir le déclin.

Frédéric Joliot a laissé une œuvre dont les prolongements seront grandioses. La science française peut en tirer une légitime fierté. La Société de Chimie physique, dont il fut un animateur et qui s'enorgueillit d'avoir diffusé certains de ses travaux, rend un hommage fervent à la mémoire du savant illustre et de l'homme de cœur que fut Frédéric Joliot.

M. le Président remercie M. G. Champetier et la Société de Chimie physique d'avoir bien voulu s'associer ce soir à l'hommage que nous rendons à Frédéric Joliot, et donne ensuite la parole au Pr H. Halban, qui va retracer les grandes lignes de l'œuvre scientifique de Frédéric Joliot.

L'œuvre scientifique de Frédéric Joliot ;

par M. H. Halban,
Professeur à l'École Normale Supérieure, Paris.

Le Conseil de la Société française de Physique m'a demandé de parler ce soir de l'œuvre scientifique de Frédéric Joliot. Il me semble naturel de parler également de lui comme pionnier de l'organisation de la science en France.

Quant à son œuvre scientifique, c'est avec une certaine hésitation que j'aborde ce sujet. En effet, les grandes contributions des Joliot à la physique nucléaire sont si bien connues qu'il est difficile de les montrer sous un aspect nouveau.

Cependant, ma tâche a été facilitée par le fait que Frédéric Joliot a préparé en 1954 sur la demande de quelques amis une notice sur ses travaux. Cette notice — qui va d'ailleurs être publiée — nous donne la possibilité de voir Joliot comme il se voyait lui-même et elle m'a rappelé de nombreuses conversations du passé dans lesquelles il nous a expliqué son attitude vis-à-vis de la recherche et des responsabilités d'un chef de laboratoire.

Frédéric Joliot a terminé ses études à l'École de Physique et de Chimie Industrielle de la ville de Paris en 1923. Après son service militaire et un stage dans une aciérie, il fut reçu en 1925 sur la recommandation de Paul Langevin par Marie Curie à l'Institut du Radium. Il fut d'abord le préparateur particulier de Marie Curie.

Dans ses premiers travaux, Frédéric Joliot a mis au point quelques techniques de préparation de couches métalliques très minces sur divers supports par pulvéri-

sation cathodique et par évaporation. Il a ensuite étudié le comportement de leur résistivité électrique en fonction de l'épaisseur du métal, de la température et de la teneur en gaz occlus.

Déjà dans cette période il montrait sa passion — qui ne devait jamais le quitter — de pénétrer, chaque fois qu'il en voyait la possibilité, dans des domaines inconnus et ceci, même s'il ne prévoyait pas une application immédiate.

Ainsi, il a réussi à produire des couches d'or sans support, d'une épaisseur de 0,01 μ, c'est-à-dire de 2.10^{-2} mg/cm². Plus tard il a indiqué cette méthode à G. P. Thomson. Cet auteur s'en servait pour la mise en évidence de la diffraction des électrons.

Presque en parallèle avec les travaux sur les couches métalliques minces, Joliot entreprit dans les années 1927-1930 des études sur l'électrochimie du polonium. Dans ces recherches, il se montre déjà comme grand expérimentateur. Ces études sont d'une importance particulière pour un élément comme le polonium qui n'a pas d'isotope qui existe en quantité pondérable. Ainsi les méthodes de coprécipitation ne peuvent pas être appliquées pour déterminer les propriétés chimiques.

Pour la détermination du potentiel électrochimique, il fallait prendre des mesures de la vitesse du dépôt en fonction de la tension. La méthode courante nécessitait de retirer les électrodes régulièrement de la solution pour mesurer leur activité. Elle était compliquée et ne donnait pas toujours de résultat sans équivoque.

Joliot a réussi à développer des cellules d'électrolyse avec des électrodes en mica (1,5 mg/cm²) doré. Chaque électrode formait une fenêtre entre la cellule d'électrolyse et une chambre d'ionisation. Ainsi, il était possible de mesurer d'une manière continue, par le courant d'ionisation dû aux particules α qui pénètrent à travers les électrodes, la quantité de polonium déposé.

Cette technique représentait un progrès considérable ; elle nécessite encore aujourd'hui l'art d'un expérimentateur accompli.

Ces travaux suggérèrent à Joliot l'intérêt qu'on aurait de disposer d'un appareil qui permettrait de faire des mesures dans des solutions aussi diluées ($\simeq 10^{-8}$ n) pour des éléments non radioactifs. Il construisit un autre instrument ingénieux avec des électrodes transparentes qui permettait d'évaluer la quantité du dépôt électrolytique. Il était ainsi possible de déceler aisément des dépôts de 10^{-7} g de matière. Il appliquait cette méthode à l'étude de l'électrochimie du bismuth et du tellure.

L'ensemble de ces travaux aurait facilement pu signifier pour un chercheur qu'il soit établi comme autorité en électrochimie des solutions extrêmement diluées et qu'il s'engage dans une longue série de travaux dans ce domaine. Pour Joliot, ces expériences n'étaient qu'une courte étape dans son développement scientifique. Elles étaient cependant d'une grande importance. Grâce à elles, il commençait à s'intéresser à la préparation de sources très fortes de polonium et surtout de sources très minces d'une grande intensité de surface. C'est finalement la méthode d'évaporation qui fut choisie par lui et Irène Curie pour la préparation des sources de plus de 100 mC qui ont constitué la base technique de leurs grandes découvertes.

Le début de leur collaboration — une des plus belles et des plus fructueuses dans l'histoire de la science — fut une détermination de précision du nombre de paires d'ions produits par les rayons α du Ra C' dans l'air.

Dans un autre travail (1931) que les Joliot ont entrepris ensemble, ils ont éclairci l'origine du rayonnement électromagnétique qui accompagne l'émission de rayons α du polonium. Dans cette étude ils ont acquis une grande expérience dans l'art difficile de l'analyse des rayonnements complexes, en partie électromagnétiques et en partie corpusculaires.

Ils ont observé l'excitation des radiations L et M lors de l'émission de particules α. Ils précisent avec une clarté remarquable les limites de leur méthode (chambre d'ionisation avec des fenêtres très minces et échangeables).

Plus tard en 1931, Joliot a montré que le polonium émet également des rayons γ d'une énergie voisine de 900 keV, phénomène également observé par Bothe et Becker. On sait aujourd'hui que cette radiation a une intensité d'à peu près 2 quanta γ par 10^5 désintégrations. Ces recherches sont devenues classiques ; elles ont été entièrement confirmées par des travaux entrepris 20 ans plus tard avec des moyens considérablement perfectionnés.

Pour ces travaux, il était essentiel d'avoir des sources de polonium libre de toute contamination d'éléments de nombre atomique voisin.

Il s'agit là d'un premier d'une longue série de succès due à leur suprême maîtrise dans la préparation de sources de polonium.

Le polonium doit rétrospectivement être considéré comme la source radioactive la plus précieuse dont les chercheurs disposaient dans la période entre 1918 et 1934. Avant cette période de physique nucléaire — encore appelée physique de radioactivité — alors comparable à l'astronomie, les expériences étaient limitées à l'observation des réactions qui se produisaient d'une manière spontanée.

De 1919 à 1934 nous sommes en période de transition. En 1919 Rutherford observa la première réaction nucléaire. En 1934, la découverte de la radioactivité artificielle, qui suivit celles du neutron et des positons d'origine nucléaire, conclut cette période. Dorénavant, les recherches importantes seront toutes dans le domaine des réactions provoquées par l'homme. Les sources naturelles de radiation seront de plus en plus remplacées par les accélérateurs.

Les premières réactions nucléaires avaient toutes des rendements entre 10^{-4} et 10^{-6}. Pour les observer il fallait avoir une source de rayons α qui remplisse deux conditions ; tout d'abord il fallait qu'elle émette très peu de rayons γ (autrement leurs effets secondaires auraient masqué tous les phénomènes observables). Puis, il fallait des intensités considérables. En effet, la radioactivité artificielle était tout juste observable avec les sources d'une intensité d'à peu près 100 mC dont disposaient les Joliot. Il fallait en plus que ces sources soient d'une grande densité (200 mC/20 mm²).

La préparation de ces sources était fort difficile. Elle était possible du fait que toutes les ampoules de radon furent conservées à l'Institut du Radium durant de longues années ; ainsi une forte source de Ra D était disponible. Les Joliot ont publié leur technique en 1931 décrivant la méthode électrolytique ainsi que la méthode de volatilisation.

Avant de parler des célèbres travaux relatifs à la

découverte du neutron et à celle de la radioactivité artificielle nous devons discuter une expérience classique à la chambre de Wilson.

En 1924, Akiyama a publié ses résultats de quelques observations de noyaux de recul produits lors d'une émission α par un gaz radioactif dans la chambre de Wilson. Akiyama trouva que le noyau de recul ne se déplaçait souvent pas dans le prolongement du rayon α. Il n'observait aucune trace qui aurait pu être due à une particule ionisante. Afin de concilier ce fait avec le principe de la conservation de la quantité de mouvement, il supposa que, lors de la désintégration, le noyau émet un rayon γ de très haute énergie, dont la quantité de mouvement se compose avec celles du rayon α et du noyau de recul. Il aurait fallu des rayons γ d'une énergie de l'ordre de 100 MeV pour que la quantité de mouvement fût conservée. Une pareille hypothèse était fort inquiétante ; la connaissance des énergies disponibles dans les transitions radioactives semblait l'exclure.

Joliot a construit une chambre de Wilson qui travaillait à très basse pression ($\geqslant 1$ cm). Ainsi les noyaux de recul avaient des parcours jusqu'à 10 mm. Il trouva un nombre de phénomènes nouveaux qui expliquaient les observations d'Akiyama. Il a surtout montré que chaque fois que le noyau de recul n'était pas dirigé à l'opposé de la particule α il y avait au moins une troisième trajectoire visible à l'endroit de la désintégration, indiquant qu'une collision d'un noyau de recul (rayon a) contre les atomes du gaz de la chambre s'était produite.

Au cours du travail avec cette chambre, Joliot put étudier pour la première fois le comportement d'atomes lourds animés de grandes vitesses ($\simeq 3 \times 10^7$ cm/s) dans un gaz léger. Ces observations lui étaient essentielles le jour où il a conçu l'expérience qui fournissait la preuve physique de la fission.

La chambre de Wilson est restée l'instrument favori de Joliot. Il en avait toujours plusieurs en parfait état à sa disposition. Il passait de longues heures à l'observation visuelle de ces instruments. Ces périodes constituaient une sorte de retraite qui lui était essentielle. Mais, de temps en temps, un de ses collaborateurs avait le privilège de passer un après-midi seul avec lui, dans la pièce obscure, à regarder. Pendant ces heures, il laissait libre cours à son imagination et ces entrevues constituaient pour beaucoup d'entre nous une grande inspiration.

Nous devons maintenant parler de la période 1930-1934 pendant laquelle nos connaissances du noyau ont été complètement bouleversées. Ceci était dû à trois grandes découvertes :

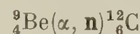
la découverte du neutron ;

la découverte du positon d'origine nucléaire (et celle de l'annihilation des positons) ;

la découverte de la radioactivité artificielle.

Les Joliot ont contribué glorieusement à ces découvertes.

L'histoire de la découverte du neutron est bien connue, mais elle commence avec une autre dont on parle trop peu et qui est indirectement la cause de la découverte du neutron. En 1930, Bothe et Becker se posaient la question : les transmutations nucléaires que Rutherford avait découvertes pouvaient-elles être accompagnées d'émissions de rayons γ ? Il fallait beaucoup de courage pour aborder cette question expérimentalement. Si ces rayons γ existaient en fait il fallait s'attendre à ce que leur intensité soit comparable à ou plus petite que le nombre des transmutations nucléaires produites dans une cible. Or, ces transmutations avaient été observées uniquement grâce aux protons de grand parcours qui leur étaient associés. La probabilité de détection de ces protons était de 100 %. Pour la détection de rayons γ on disposait de compteurs (compteurs à pointe dans le cas de Bothe et Becker) dont la sensibilité était inférieure à 1 %. Ce travail était donc seulement possible avec une source de polonium. Bothe et Becker disposaient de sources de quelques millicuries. Dans des expériences qui sont restées classiques ils ont pu montrer que l'irradiation de Li, Be, B, F ou Mg par les rayons α du polonium produit de la radiation électromagnétique d'assez haute énergie. Dans les cas du bore et du béryllium, l'intensité était suffisamment grande pour permettre une détermination de l'énergie. Pour le béryllium, ils pouvaient nettement indiquer que la pénétrabilité de cette radiation était plus grande que celle des rayons γ les plus durs du radium. Le fait que l'énergie et l'intensité de la radiation variaient considérablement quand on changeait le noyau de cible, leur indiquait qu'il devait s'agir vraiment de rayons γ, c'est-à-dire d'une radiation électromagnétique caractéristique pour une désexcitation d'un noyau. Comme je le disais tout à l'heure, on parle trop peu de cette découverte qui se range parmi les plus importantes de la physique nucléaire. Nous savons aujourd'hui que la réaction nucléaire responsable pour la radiation du béryllium est



$$^{9}_{4}\mathrm{Be}(\alpha, \mathbf{n})^{12}_{6}\mathrm{C}$$

et que le noyau ^{12}C peut être formé dans un état excité

———— 7,5 MeV
———— 4,43 MeV
———— 0

Les rayons γ observés sont surtout dus à la désexcitation du premier niveau. Il est intéressant de remarquer que Bothe a, jusqu'à la fin de sa vie, insisté sur le fait que la radiation observée par lui et Becker était la radiation γ et non des neutrons. Étant donné qu'ils travaillaient avec un détecteur de pointe, il ne peut pas y avoir de doute sur ce point.

Les Joliot ont repris ces expériences avec deux systèmes de détection entièrement différents. Ils utilisaient d'une part une chambre d'ionisation reliée à un électromètre très sensible et d'autre part une chambre de Wilson.

C'est ainsi qu'ils ont rapidement pu mettre en évidence un *nouveau phénomène* ; une source de (Po α Be) — comme nous l'appelons aujourd'hui — produisait des noyaux de recul de grande vitesse. C'est grâce à l'emploi d'une chambre d'ionisation dont la fenêtre d'entrée du rayonnement était fermée par une large feuille d'aluminium très mince, qu'ils ont pu déceler les effets très ionisants des noyaux projetés à partir d'écrans très légers en cellophane ou en paraffine, placés au-dessus et traversés par le rayonnement primaire étudié. Il pouvait paraître paradoxal de fermer avec une feuille d'aluminium de quelques milligrammes par centimètre carré une chambre d'ionisation pour étudier le rayonnement de Bothe et Becker capable de

traverser, avec un petit affaiblissement, 10 cm de plomb. C'est parce qu'ils ignoraient les effets secondaires d'un tel rayonnement — et qu'ils pensaient que certains de ceux-ci pouvaient donner naissance à des rayonnements très peu pénétrants — qu'ils ont opéré ainsi.

Joliot insiste beaucoup, dans sa notice de 1954, sur le fait que pour le but immédiat de l'expérience, la paroi aurait pu être bien plus épaisse. Je voudrais citer ses propres mots : « Si j'ai insisté ici sur ces faits, c'est que j'ai toujours attaché une grande importance à la façon dont est montée et conduite une expérience. Certes, il faut partir d'une idée préconçue ; mais chaque fois que cela est possible, l'expérience doit être montée pour ouvrir le plus de fenêtres possibles sur ce qui n'est pas prévu. Qui peut le plus, sans gêne, peut le moins. »

Les expériences que les Joliot ont effectuées avec la chambre de Wilson mettaient deux faits en évidence :

d'abord des trajectoires très denses et rectilignes de noyaux projetés ;

puis une grande quantité de trajectoires d'électrons de grande énergie, trajectoires qui étaient sans doute dues à la radiation découverte par Bothe et Becker.

Il est passionnant de lire les publications des Joliot de cette période. Ils décrivent d'autres phénomènes avec une grande clarté.

Le courant observé dans la chambre d'ionisation est 8 fois plus grand avec un remplissage d'hélium qu'avec un remplissage d'air.

Les rayons H — c'est-à-dire les protons de recul — projetés dans la direction du faisceau primaire ont un parcours de 26 à 30 cm. A 45° ils n'en ont plus que 19.

L'absorption de cette radiation qui produit des noyaux de recul est plus forte dans la paraffine que dans le carbone, plus forte dans le carbone que dans le cuivre. Les deux premières substances absorbent cette radiation plus fortement qu'elles n'absorbent des rayons γ de 2,6 MeV.

Ils essaient de trouver une explication de ces phénomènes. Ils pensent que ces noyaux de recul sont dus à un effet Compton. Ils exposent eux-mêmes trois objections à cette hypothèse.

Tout d'abord, il faudrait des rayons γ d'une énergie de l'ordre de 50 MeV pour expliquer l'énergie des noyaux de recul. Ceci est improbable, car le bilan d'énergie des réactions nucléaires est assez bien connu pour montrer que cette énergie n'est guère disponible.

En plus, il faudrait supposer une section efficace beaucoup plus grande que celle prévue par la théorie et il faudrait expliquer l'absence *d'électrons* Compton d'une pareille énergie.

C'est à ce moment que Chadwick intervient avec une nouvelle expérience et une nouvelle hypothèse. Au Cavendish Laboratory à Cambridge, on disposait à ce moment (février 1932) déjà d'un amplificateur proportionnel. Une chambre d'ionisation reliée à un tel amplificateur permettait de mesurer les impulsions dues à des *noyaux individuels de recul*. Il était ainsi possible de séparer très nettement le phénomène des reculs des impulsions dues à des électrons.

Chadwick était avantagé par un autre fait. Il vivait dans une atmosphère où le mot neutron avait été prononcé par Rutherford évidemment d'une manière assez spéculative. La première publication de Chadwick dans *Nature* n'occupe qu'une demi-page ; mais il y dit tout ce qu'il restait à dire une fois que le travail de pionnier des Joliot était connu.

La différence entre l'énergie des protons de recul et celle des noyaux de recul d'azote est trop petite pour qu'ils puissent être dus à un effet Compton. Chadwick observe en plus une grande différence d'énergie entre les reculs dans la même direction que celle dans laquelle des particules α frappent le béryllium et les reculs obtenus dans la direction opposée.

Tout ceci rend l'interprétation par un effet Compton difficile. Par contre, la simple hypothèse de la production de neutrons fait tout rentrer dans l'ordre.

La contribution des Joliot à la découverte du neutron fut loyalement reconnue par Chadwick et admirée par le monde scientifique. Vue après 27 ans et surtout par des physiciens qui réalisent quelle maîtrise expérimentale elle nécessitait, elle reste énorme. Mais pour les Joliot c'était une défaite, je dirais une défaite de principe. Ils se critiquaient de ne pas avoir disposé d'un amplificateur proportionnel et surtout de ne pas avoir créé autour d'eux une ambiance où l'on aurait davantage discuté des aspects théoriques de la physique nucléaire.

Ainsi Joliot a dorénavant consciemment cherché à réunir autant de techniques que possible dans ses laboratoires et à ouvrir les portes de plus en plus largement aux théoriciens.

Les Joliot contribuèrent encore beaucoup à la connaissance des neutrons. Ils ont déterminé le spectre d'énergie des neutrons (Po α Be) et des sections efficaces en fonction de l'énergie. Ils ont montré que le bombardement de F, Na ou Al par les rayons α donnait lieu à la production de neutrons. Ces résultats étaient les premiers exemples qu'un noyau peut subir deux réactions différentes sous le bombardement d'une particule.

Mais ces réactions avaient aussi un autre aspect important. Pour la première fois il n'y avait pas de doute que le produit immédiat d'une réaction provoquée par l'homme n'était pas un noyau connu. Ceci n'est pas un obstacle absolu à l'interprétation ; l'isotope aurait pu être stable, mais rare ou inexistant dans la nature. Mais instinctivement cette question inquiétait les Joliot. Ils pensaient tout d'abord que la formation de ces isotopes était suivie par ce que nous appelons aujourd'hui la capture K.

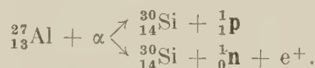
Ils étaient encore préoccupés de ce problème alors qu'ils essayaient d'en éclaircir un autre qui semblait également important. Nous sommes en 1933, l'année de la découverte des positons dans la radiation cosmique. Dès leurs premières publications, Blackett et Occhialini ont suggéré que la création de positons pourrait être provoquée par des rayons γ de relativement basse énergie. Elle pourrait en effet expliquer certaines observations, selon lesquelles des électrons en présence d'un champ magnétique dans une chambre de Wilson semblaient parfois se diriger vers la source de radiation. Presque simultanément, des chercheurs dans plusieurs laboratoires, parmi lesquels les Joliot, ont pu vérifier cette suggestion. Ils observaient dans la chambre de Wilson des paires d'électrons produits dans différentes cibles par les rayons γ du Th C″ et par les rayons γ de la réaction (Po α Be).

Puis ils font une découverte de grande importance. Une feuille d'aluminium d'épaisseur 0,1 mm est placée comme fenêtre à l'entrée d'une chambre de Wilson

qui se trouve dans un champ magnétique. Ils approchent de la fenêtre une source de polonium couverte de 0,05 mm d'aluminium. Ils observent des trajectoires de positons et d'électrons, qui ont leur origine à l'entrée de la chambre. Ils remplacent la feuille d'aluminium qui couvre la source de polonium par de l'argent et ils n'observent plus de positons.

Ils déterminent, dans les limites de leurs statistiques, les spectres d'énergie des électrons et des positons ; il y a une très nette différence, qui exclut clairement la production de paires comme origine des positons. Ceci est très manifeste, les électrons peuvent tous être attribués à la conversion interne dans le polonium.

Ils écrivent la réaction



$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + \alpha \begin{cases} ^{30}_{14}\mathrm{Si} + ^{1}_{1}\mathbf{p} \\ ^{30}_{14}\mathrm{Si} + ^{1}_{0}\mathbf{n} + e^{+}. \end{cases}$$

Joliot a tout de suite saisi les possibilités offertes par l'existence d'une source de positons relativement libre de rayons γ que constitue une source de polonium couverte d'une feuille mince d'aluminium. Indépendamment de Thibaud et en même temps que lui, il montre par la méthode de la trochoïde (introduite peu avant par Thibaud) que l'absorption de positons dans un radiateur de plomb ou d'aluminium donne naissance à des photons d'énergie voisine de 500 keV et à raison d'environ deux photons par positon. Ceci est une importante confirmation de la théorie de Dirac.

La production de positons dans la réaction (Po α Al) et quelques autres était une observation qui bouleversait beaucoup les physiciens. L'interprétation que les Joliot avaient donnée à la réaction ne satisfaisait pas la conservation du spin. Mais on savait déjà assez jongler avec les neutrinos, pour que cette objection ne soit pas fondamentale.

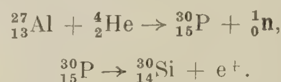
Par contre cela aurait été un phénomène très nouveau de voir un positon sortir d'un noyau. Les Joliot avaient montré que c était probablement le cas pour F, Na et Al. Ils ont pu montrer qu'il ne s'agissait pas d'une désintégration de protons en neutrons et positons après l'émission des protons. Ils entreprenaient maintenant des expériences pour savoir si les neutrons et positons étaient émis simultanément.

Il est intéressant de mentionner ici que les spectres d'énergie des positons qu'ils avaient déterminés qualitativement ressemblaient à des spectres continus de rayons β. Comme Joliot le remarque dans sa notice personnelle de 1954, lui-même et Irène Joliot n'étaient pas particulièrement alertés par cette observation.

Ils procédèrent tout d'abord à la détermination des énergies des rayons α pour lesquelles l'émission des neutrons et positons commence. Ils trouvaient ces seuils identiques.

Au cours de ces expériences, ils eurent l'occasion de diminuer l'énergie des particules α au-dessous du seuil pendant qu'une feuille d'aluminium irradiée se trouvait devant un compteur de Geiger-Müller. Le compteur continuait à enregistrer des positons. Ils étaient en présence d'une grande découverte, dont ils réalisèrent immédiatement toute l'importance. Leur note aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* le 15 janvier 1934 est d'une grande clarté et d'une grande beauté. Ils constatent, tout d'abord, que l'intensité de radiation enregistrée par le compteur décroît exponentiellement après qu'on a arrêté l'irradiation d'une feuille d'aluminium par le polonium. La période de décroissance est toujours la même (3 m 15 s). Elle est *indépendante* de l'énergie des particules α (tant que celle-ci est au-dessus du seuil). Ils confirment de nouveau qu'il s'agit d'une émission de positons.

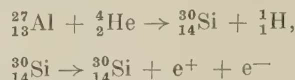
Ainsi ils ont fait deux grandes découvertes à la fois :
1° la découverte de la radioactivité β^{+},
2° la découverte de la radioactivité artificielle.
Ils discutent la réaction



$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{30}_{15}\mathrm{P} + ^{1}_{0}\mathbf{n},$$

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow ^{30}_{14}\mathrm{Si} + e^{+}.$$

Ils mentionnent également la possibilité



$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{30}_{14}\mathrm{Si} + ^{1}_{1}\mathrm{H},$$

$$^{30}_{14}\mathrm{Si} \rightarrow ^{30}_{14}\mathrm{Si} + e^{+} + e^{-}$$

et ils l'excluent à cause de l'absence d'électrons négatifs.

Déjà trois semaines après, ils décrivent, dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, l'identification chimique de deux des nouveaux radioéléments : radiophosphore et radioazote.

Ils prévoient tout de suite que dans d'autres réactions nucléaires devraient se produire d'autres radioéléments. On en connaît aujourd'hui plus de 200 et on sait la révolution que leur découverte constitue tant pour notre connaissance des noyaux que pour les recherches et applications que les radioéléments permettent dans d'autres domaines.

Frédéric et Irène Joliot ont déjà reçu, en 1935, le prix Nobel de Chimie pour la découverte de la radioactivité artificielle. Toute la France scientifique et tout le monde scientifique leur reconnaissent le rôle de grands chefs de laboratoire. Des élèves leur arrivent du monde entier en grand nombre. L'atmosphère de l'Institut du Radium était, durant cette période, extraordinaire. On était convaincu que beaucoup de découvertes allaient se faire. Joliot était d'une gaîté qui se communiquait à ses élèves. Les deux Joliot avait un sens de l'humour prononcé qui faisait qu'ils aimaient qu'on illustre les idées scientiques par des petites histoires.

Le Gouvernement et surtout le Centre National de la Recherche Scientifique commencent à mettre à leur disposition des moyens qui, compte tenu des niveaux d'avant-guerre, étaient considérables. Ils acceptent alors en pleine connaissance de cause leurs nouvelles responsabilités. Ils sortent nettement de la place du savant qui poursuit avec quelques élèves des recherches particulières. Irène Joliot-Curie devient Sous-Secrétaire d'État à la Recherche Scientique dans le ministère Blum. Léon Blum sollicite aussi de la part de Frédéric Joliot une participation au ministère. Joliot refuse ; il trouve plus urgente la tâche immédiate de consolider l'organisation des nouveaux moyens de recherches. Il crée le laboratoire de synthèse atomique à Ivry qui comporte des facilités considérables pour la physique et la chimie nucléaires, ainsi que pour la biologie. En 1937, il est nommé Professeur au Collège de France et commence aussitôt la construction du premier cyclotron en Europe.

Alors qu'il a toujours encouragé ses élèves et collaborateurs à poursuivre leurs propres idées par des recherches, il cherche maintenant à s'entourer de cher-

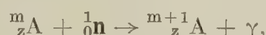
cheurs capables de diriger une équipe. La guerre a brusquement interrompu cet effort. Mais le laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France a encore en 1939 fourni au monde une grande découverte qui fut de nouveau l'œuvre de Frédéric Joliot.

Fermi et ses collaborateurs en 1935 et, plus tard, Hahn, Meitner et Strassmann ainsi qu'Irène Curie et Savitch ont étudié les produits de l'irradiation de l'uranium et du thorium par les neutrons (et particulièrement par les neutrons lents).

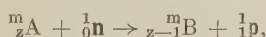
Les radioéléments obtenus dans ces irradiations ont des caractéristiques chimiques très compliquées. Ils furent obtenus en quantités impondérables et beaucoup trop faibles pour permettre leur identification par une précipitation chimique ordinaire. On se servait alors de la méthode de coprécipitation : des quantités microscopiques d'isotopes stables (ou de radioéléments naturels de longue vie) furent ajoutées à une solution. Dans une séparation chimique on observait quel élément entraînait le corps radioactif qu'on voulait identifier. Une telle coprécipitation fut considérée comme une preuve que le radioélément était un isotope de l'élément qui l'entraînait.

On réalisait bien, cependant, qu'une coprécipitation pouvait être provoquée par un élément ayant des caractéristiques chimiques non identiques, mais seulement apparentées, surtout un élément de la même colonne du système périodique.

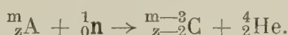
Cependant, les réactions nucléaires connues en 1935 étaient de l'un des types



$$^{m}_{z}A + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{m+1}_{z}A + \gamma,$$



$$^{m}_{z}A + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{m}_{z-1}B + ^{1}_{1}p,$$



$$^{m}_{z}A + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{m-3}_{z-2}C + ^{4}_{2}He.$$

On croyait devoir choisir une de ces réactions comme responsable d'une transition provoquée par les neutrons. Ainsi l'identification chimique semblait se réduire à un choix entre trois possibilités. Souvent ce choix paraissait encore plus limité par des considérations du bilan d'énergie, surtout pour le cas des neutrons lents, dont on croyait qu'ils ne pouvaient subir que la simple capture.

Cependant, les chercheurs trouvaient un nombre considérable de radioéléments de différentes périodes en irradiant de l'uranium par des neutrons lents. Ils essayaient d'expliquer leur existence par des chaînes de filiation. C'est l'observation d'Irène Curie et de P. Savitch qu'un des corps radioactifs formés était chimiquement semblable aux terres rares, qui encouragea Hahn et Strassmann à essayer des expériences de cristallisation fractionnée. En décembre 1938, ils pouvaient annoncer que certains radioéléments produits par l'irradiation de l'uranium par les neutrons suivaient, au cours du fractionnement, les éléments plus légers comme le baryum.

Aucune des réactions nucléaires qu'on connaissait à ce moment ne pouvait expliquer ce qu'ils avaient trouvé. Il vaut la peine de citer ici un paragraphe de la publication de Hahn et Strassmann : « Comme chimistes nous devrions appeler les nouveaux radioéléments Ba, La et Ce. Comme chimistes nucléaires qui sont apparentés à la physique, nous ne pouvons pas encore nous décider à ce saut qui est en contradiction avec toutes les expériences de la physique nucléaire. »

Cette prudence fait encore aujourd'hui honneur à Hahn et Strassmann. Mais les physiciens nucléaires n'hésitèrent pas à prendre au sérieux leur suggestion.

On savait qu'il était, en effet, théoriquement possible qu'un noyau lourd — du poids de l'uranium — se divise en deux noyaux de masses inégales. Cette division serait même accompagnée de la libération d'une énergie considérable (200 MeV). Cette possibilité était bien connue, mais jamais considérée très sérieusement. On ne voyait surtout pas pourquoi une telle fission aurait besoin de la quantité relativement petite que la capture préalable d'un neutron thermique ajoutait au bilan d'énergie. Aujourd'hui nous savons que la fission spontanée existe, mais qu'elle a une si petite probabilité qu'on peut seulement l'observer si on a déjà une certaine expérience dans l'observation des phénomènes de la fission. La nature s'est en effet placée dans une situation où, grâce à l'excitation supplémentaire du noyau composé ^{236}U formé par la capture d'un neutron dans le noyau ^{235}U, la fission a lieu en 10^{-15} s alors que la période pour la fission spontanée de ^{238}U est de l'ordre de 10^{15} années. Ainsi la fission est un phénomène qui n'aurait pas été découvert facilement sans la connaissance de la fission par capture d'un neutron.

Cependant, dès que la publication de Hahn et Strassmann (elle fut reçue le 22 décembre 1938 et publiée le 1er janvier 1939) fut connue, deux physiciens donnaient indépendamment la preuve physique de la fission.

Frisch couvrit les électrodes d'une chambre d'ionisation avec une couche mince d'oxyde d'uranium. En les irradiant par des neutrons thermiques, il obtint des impulsions dues à des particules de parcours très court et d'une énergie de l'ordre de 100 MeV.

Il est parfois intéressant de se demander de combien de temps une découverte aurait pu être accélérée ou retardée. Dans le cas de la fission, des observations pareilles ont été tentées trois ans auparavant dans des chambres d'ionisation, mais c'était toujours sous des conditions où on s'attendait à des énergies de quelques mégaélectronvolts ainsi qu'on se souciait peu que l'amplificateur serait saturé pour des impulsions plus grandes.

La preuve physique de la fission donnée par Joliot est d'une élégance rare. Elle est publiée aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* du 30 janvier 1939.

Joliot fit le raisonnement suivant : si 200 MeV sont libérés dans la fission de l'uranium, les fragments radioactifs de la fission devraient avoir des parcours de l'ordre de 3 cm dans l'air. Très peu de physiciens auraient fait cette prédiction correctement. C'était facile pour Joliot qui avait dans le temps fait des études de noyaux de recul dans la chambre de Wilson ; ainsi il a fait l'expérience que les noyaux n'ont pas une charge très élevée en équilibre avec le gaz qu'ils parcourent.

L'expérience était très simple : il plaça une source de 700 mC (Rn + Be) à l'intérieur d'un cylindre de laiton de 20 mm de diamètre et 5 cm de hauteur, peint extérieurement d'une couche d'urane. A 3 mm de la surface d'urane il plaça un cylindre concentrique de bakélite. Il s'assura d'abord que la bakélite ne s'active sensiblement pas sous l'action des neutrons en l'absence d'urane et qu'il en est de même en l'absence de la source de neutrons en présence d'urane. En présence de

l'urane et de la source, il constata que la surface intérieure du cylindre de bakélite recevait un mélange complexe d'atomes radioactifs dont l'évolution au cours du temps, suivie par la méthode du compteur, fut analogue à celle des radioéléments artificiels formés dans l'urane. L'effet de paraffine fut voisin de 2, conformément à ce qui avait déjà été observé. En interposant des écrans cylindriques minces entre l'urane et la bakélite, il trouva que le parcours des rayons atomiques projetés est de l'ordre de 3 cm dans l'air. Des activations de longue durée augmentaient l'importance des périodes longues. Un résultat analogue fut obtenu avec le thorium.

Joliot conclut sa première publication aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* par la remarque : « En définitive, l'ensemble de ces résultats montre que les radioéléments formés dans l'uranium et le thorium, que les chimistes sont obligés d'identifier avec des atomes comme ceux de baryum et de terres rares, proviennent de ruptures très ex-énergétiques de noyaux d'uranium et de thorium sous l'action des neutrons. »

Ajoutons que, quelques semaines plus tard, Joliot a pu publier une très belle photographie d'une trace de fragment de fission observée dans une chambre de Wilson.

Il est historiquement intéressant que Joliot eut dès le début l'idée que la fission devait être accompagnée d'une libération de neutrons. Avant de faire l'expérience que nous venons de discuter, il a même tenté une expérience qualitative pour prouver la production de neutrons. Il a cependant vite réalisé que leur intensité — s'il y en avait — était trop faible pour les déceler par une expérience qualitative. C'est après la réussite de l'expérience de recul qu'il proposait à Kowarski et à moi-même une collaboration pour chercher les neutrons de fission. On les a trouvés grâce à une méthode qui a été développée pour d'autres raisons au Collège de France : la méthode de l'intégration de la densité des neutrons ralentis dans une solution contenant du nitrate d'uranyle. Pour gagner du temps, je veux simplement dire que cette méthode indiquait nettement l'existence de neutrons de fission et qu'elle montrait qu'une fraction considérable de ces neutrons devait avoir des énergies de l'ordre de 1 MeV. Ceci n'avait rien d'étonnant. L'image qualitative qu'on se faisait de la fission et qui est encore aujourd'hui une bonne approximation permet en effet de comprendre la production de neutrons de fission et de prédire qu'ils doivent obtenir dans l'évaporation nucléaire des énergies de l'ordre de 1 MeV.

On était donc en présence d'un phénomène étrange : l'absorption de neutrons thermiques par les noyaux d'uranium produit des neutrons secondaires de haute énergie. Grâce à l'aide de M. Dodé, une autre expérience qui montre ce phénomène encore plus clairement a été réalisée au Collège de France. Indépendamment du groupe du Collège de France, d'autres chercheurs publiaient des résultats sur les neutrons de fission, notamment Anderson, Fermi et Hanstein ainsi que Szilard et Zinn. Il fallait alors se demander si la libération des neutrons de fission n'offrait pas la possibilité de provoquer une réaction en chaîne. Cette question est d'ailleurs dans l'air. Deux années plus tôt, on discutait au Laboratoire de Niels Bohr à Copenhague la question plus générale de savoir si les réactions nucléaires en chaîne étaient imaginables. Joliot en avait déjà parlé à Stockholm au moment où lui-même et Irène Curie reçurent le prix Nobel. A Copenhague nous arrivions à la conclusion qu'on ne pouvait s'imaginer que deux manières de réaliser des réactions en chaîne : soit en créant des températures de plusieurs millions de degrés, soit en trouvant une réaction par laquelle plus d'un neutron rapide est produit par l'absorption d'un neutron lent. Le groupe de Copenhague arrivait à la conclusion que la première solution semblait impossible et la deuxième peu probable. Maintenant que la solution peu probable s'avérait existante, la prochaine question était facile. Pour réaliser une réaction en chaîne, une condition était nécessaire, mais pas suffisante : il fallait que plus d'un neutron soit produit par fission. Par une intégration du nombre de neutrons obtenus dans un milieu hydrogéné uranifère et par la détermination d'une série de sections efficaces, on a déterminé le nombre de neutrons produits par fission : $\nu = 3{,}5 \pm 0{,}7$. Cette valeur est plus élevée que la meilleure valeur connue aujourd'hui ($\nu = 2{,}6$).

Ce résultat était très encourageant ; il fut obtenu au début d'avril 1939. Il était à ce moment évident que ces recherches pourraient avoir des résultats pratiques de très grande portée. Il fut convenu de concentrer tous les efforts du laboratoire à explorer ces possibilités. Le groupe que Joliot dirigeait dans ces efforts avait déjà reçu des conseils très précieux de Francis Perrin. Au mois d'avril, celui-ci se joint d'une manière plus permanente aux efforts de ce groupe.

Cette période était décisive pour le développement des travaux de Joliot. Du point de vue de la recherche pure, la continuation des travaux sur la fission offrait nettement moins d'intérêt que d'autres projets que Joliot envisageait (parmi lesquels l'utilisation des radioéléments en biologie qui lui tenait à cœur). Mais il était aussi évident qu'il avait une très grande responsabilité vis-à-vis du pays. Par ses propres inclinations et par la tradition de l'Institut du Radium, il s'intéressait peu à tout travail qui pouvait le mener vers des efforts industriels. Il fallait très vite prendre une décision qui illustrait ce conflit : la décision de prendre des brevets. Après une certaine hésitation, Joliot s'est laissé convaincre que la France pourrait un jour se trouver dans une situation difficile si les applications industrielles de la fission étaient contrôlées par des brevets étrangers. Ainsi une série de brevets sur la construction de piles atomiques, leur stabilisation et l'extraction d'énergie furent pris en France et à l'étranger en collaboration avec Francis Perrin et Lew Kowarski. Ces brevets sont devenus la propriété du Centre National de la Recherche Scientifique et plus tard du Commissariat à l'Énergie Atomique. Le C. E. A. s'est engagé à les gérer et à mettre la moitié de toute redevance qu'ils pourraient apporter à la disposition de la recherche pure. Il est tragique de remarquer que le premier paiement a été reçu juste après la mort de Frédéric Joliot.

Le C. N. R. S., sous la direction de Henri Laugier, a donné un support considérable à ces expériences. Ainsi il a été possible d'obtenir dans l'année précédant l'Armistice un nombre suffisant de résultats pour montrer que la construction de piles atomiques avec différents modérateurs, surtout avec de l'eau lourde et le graphite, était probablement possible.

Une fois que Joliot s'était décidé à se diriger vers une application industrielle il le faisait avec enthousiasme

et même avec gaîté. C'était une décision très grave pour lui de laisser partir ses collaborateurs en juin 1940 pour l'Angleterre sans les accompagner. Ce départ était dû à l'initiative de Raoul Dautry qui s'est beaucoup intéressé aux efforts du groupe de Joliot. Joliot est resté en France, conscient des tâches graves qui l'attendaient.

Pendant la guerre Joliot a pu faire quelques expériences sur le parcours des différents produits de fission. Il a également fait quelques belles expériences biologiques avec Courier, Horeau, Sue et d'autres. Je ne me sens pas compétent pour les discuter.

Les conditions dans lesquelles Frédéric Joliot se trouvait à Paris excluaient toute possibilité de continuer des recherches sur l'énergie atomique. Bientôt il se dirigeait vers des activités de Résistance. Il passa dans la clandestinité et à la fin de la guerre il devenait Président du Front National.

Dès la Libération Joliot fut nommé Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique. Son bref passage à ce poste — il ne l'occupa pas beaucoup plus d'un an — donna une nouvelle impulsion à cet organisme. Joliot était, par son amitié avec Jean Perrin et Henri Laugier, et par les années qu'il a passées à se faire des idées sur l'organisation de la recherche, admirablement préparé à cette tâche. Il en fit une organisation dirigée par des chercheurs pour la recherche.

Tout en se consacrant à cette tâche, Joliot devait penser à donner à la France les facilités dans le domaine de l'énergie atomique dont un pays moderne a besoin. Il n'avait pas besoin de Hiroshima et Nagasaki pour réaliser l'importance de l'énergie atomique. Il était parmi les premiers à la concevoir et, déjà, en décembre 1944, les alliés lui ont fait savoir que la possibilité de construire des piles atomiques était devenue un fait accompli. Grâce à l'intervention de Louis Rapkine, il put vite prendre contact avec des physiciens français qui avaient passé la guerre avec les alliés. Parmi eux se trouvaient Auger, Goldschmidt, Guéron et Kowarski qui avaient participé au projet atomique anglo-canadien.

Ils avaient l'autorisation de lui parler de certains aspects de leur travail. Il réalisa qu'un effort atomique à l'échelle nationale ne pouvait pas rester dans le cadre du C. N. R. S., organisme réservé à la recherche non appliquée. Avec Raoul Dautry, il prit contact avec le Général de Gaulle — alors Président du Gouvernement provisoire — et ils obtinrent la création du Commissariat à l'Énergie Atomique. Joliot fut Haut Commissaire et Dautry Administrateur Général. Joliot était responsable des activités scientifiques et techniques. Il s'entoura d'Irène Curie, Pierre Auger et Francis Perrin, comme Commissaires ; Goldschmidt, Guéron, Kowarski, Surdin, Lemeure et d'autres remplissaient des fonctions importantes dans l'organisation.

Il nous faudrait une autre soirée pour parler des grandes réussites du Commissariat sous la direction de Joliot. La tâche était immense. L'industrie du pays se trouvait dans un état affaibli. A l'exception des travailleurs qui étaient au Canada, les physiciens et les chimistes nucléaires avaient à rattraper l'énorme avance que les Anglo-Saxons avaient pu prendre en quatre ans. Dans ces conditions, la mise en marche de la première pile Zoé, en 1948, était un succès qu'on ne peut pas surestimer. Joliot était l'âme de cette entreprise. Il obtenait la participation de la majeure partie des savants français qui pouvaient aider à sa réussite.

On aurait pu craindre que la concentration de tant de chercheurs sur cette tâche aurait pu mettre en danger le redressement de la recherche non appliquée. Nous savons aujourd'hui qu'il n'en fut pas ainsi. Dès la réussite de Zoé, le Commissariat a tout mis en œuvre pour créer d'une part les possibilités industrielles pour construire des piles plus grandes et, d'autre part, pour faciliter de toute manière possible la recherche non appliquée en France. Sous la direction de Joliot et, plus tard, sous celle de son Haut Commissaire actuel, le Commissariat a ainsi plus que payé sa dette à la recherche.

Dans l'enceinte du Commissariat, Joliot a été responsable de la création du centre de Saclay, dont nous connaissons tous l'importance.

En 1950, Frédéric Joliot fut relevé de ses fonctions de Haut Commissaire. Il reprit à plein temps son travail au Collège de France et prépara avec Irène Curie les plans pour l'organisation du laboratoire d'Orsay où les chercheurs formés par eux sont aujourd'hui réunis dans des conditions idéales de travail. La santé de Joliot était déjà fort ébranlée du moment du décès d'Irène Curie. Il accepta néanmoins la lourde tâche de réunir les deux laboratoires à Orsay et la responsabilité, pour une période qu'il prévoyait comme limitée, de deux chaires.

Son effort pendant ces deux années était héroïque. Il indiquait clairement à des amis qu'il était conscient d'avoir peu de temps. Il a été enlevé à ses élèves et collaborateurs à un moment où l'avenir du nouveau laboratoire était complètement assuré.

Après la guerre, Joliot n'a presque plus publié de recherches. Il n'aurait jamais signé des travaux auxquels il n'ait pas contribué essentiellement avec ses mains et il sous-estimait souvent sa contribution.

Les tâches d'organisation ont pris toutes ses forces. Le chercheur génial qui se concentrait sur les efforts d'un petit groupe de chercheurs était devenu le chef des chercheurs de toute une nation.

Ainsi sa grande œuvre scientifique, que je n'ai pu qu'esquisser, est concentrée en douze ou treize ans de travail.

Il a quitté son siècle très différent de ce qu'il était à sa naissance. Il était parmi le petit nombre d'hommes qui ont essentiellement contribué à ce changement. Il a cherché lui-même l'explication de ses succès dans ses méthodes de travail. Mais pour nous qui avons pu l'admirer de près, il y avait une autre explication : son génie le dirigeait avec un instinct infaillible vers les grands problèmes de son temps.

M. le Président, après avoir adressé ses remerciements au Pr H. Halban, proclame les résultats du vote pour le renouvellement partiel du Bureau et du Conseil :

Élections pour le renouvellement partiel du Bureau.

Nombre de votants, 80 ; majorité, 41.

Ont obtenu :

Vice-Président :	M. M. Curie	76 voix, élu
	M. F. Perrin	3 voix
	Bulletin nul	1
Secrétaire général :	M. P. Aigrain	80 voix, élu
Vice-Secrétaire :	M. R. Chabbal....	79 voix, élu
	M. A. Messiah	1 voix

Élections pour le renouvellement partiel du Conseil.

Bulletins nuls, 16 ; nombre de votants, 163 (80 présents, 83 par correspondance) ; majorité, 82.
Ont obtenu :

Résidents	MM.	A. Maréchal ..	147 voix, élu
		J. Teillac	147 voix, élu
		F. Netter	147 voix, élu
		R. Castaing ...	147 voix, élu
Non résidents	MM.	R. Merigoux ..	147 voix, élu
		R. Chastel....	147 voix, élu
		J. Prentki	147 voix, élu
		H. H. Nielsen.	146 voix, élu

Élection d'un Membre d'Honneur.

M. H. Bauer .... 147 voix, élu

A la suite de ces élections le Bureau et le Conseil de la Société française de Physique sont constitués comme suit pour 1959 :

BUREAU

MM.	J. Yvon	Président
	M. Curie	Vice-Président
	P. Aigrain	Secrétaire général
	A. Herpin	Secrétaire
	R. Chabbal	Vice-Secrétaire
	G. Yvon	Trésorier
	J. J. Chovin	Trésorier adjoint

CONSEIL

1957 — renouvelables en 1960

Résidents	*Non résidents*
MM. G. Guinier	MM. M. Perrot (Alger)
J. Brossel	J. Rösch (Toulouse)
C. Dufour	N. Kurti (G.-B.)
E. Schatzman	E. Amaldi (Italie)

1958 — renouvelables en 1961

Résidents	*Non résidents*
MM. F. Abelès	MM. Y. Ayant (Grenoble)
J. Crussard	M. Jean (Bordeaux)
E. Cotton	H. B. G. Casimir (Pays-Bas)
H. Curien	R. V. Pound (U. S. A.)

1959 — renouvelables en 1962

Résidents	*Non résidents*
MM. A. Maréchal	MM. R. Merigoux (Marseille)
J. Teillac	R. Chastel (Bordeaux)
F. Netter	J. Prentki (Suisse)
R. Castaing	H. H. Nielsen (U. S. A.)

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*)

SÉANCE DU 22 JANVIER 1959

1. — Considérations nouvelles sur le fonctionnement d'un tuyau sonore ;

par M. J. Mercier,

Professeur, Laboratoire d'Acoustique de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Lorsque l'on fait osciller un tuyau sonore en oscillations forcées, par exemple un bourdon, c'est-à-dire un tuyau fermé à l'une de ses extrémités et ouvert à l'autre, et que l'on se propose d'obtenir la résonance, on peut mettre celle-ci en évidence soit en déterminant le maximum d'amplitude des ondes stationnaires intérieures, soit celui des ondes progressives extérieures, c'est-à-dire que l'on peut faire appel soit à un phénomène interne, soit à un phénomène externe. C'est dire qu'on ne peut faire complètement l'étude d'un tuyau qu'en tenant compte à la fois de ce qui se passe dedans et de ce qui se passe dehors.

En ce qui concerne l'étude théorique, la difficulté est de raccorder le champ acoustique intérieur au champ acoustique extérieur. Des études antérieures ont déjà été faites, mais apparemment sans conclusion nette. Il semble que le plus simple est d'utiliser les impédances acoustiques en supposant qu'une sorte de bouchon constituant un volume à surpression uniforme sépare les ondes stationnaires intérieures planes et les ondes progressives extérieures sphériques.

On aboutit en procédant ainsi à une équation qui a l'allure de toutes les équations relatives à tous les oscillateurs. On constate alors que le bouchon fictif a sensiblement le volume d'un disque dont l'épaisseur est égale à ce que l'on appelle la correction de bout.

Ce bouchon joue par sa masse le rôle d'une réactance positive tandis que l'air intérieur joue par son élasticité le rôle d'une réactance négative.

Et comme dans tous les oscillateurs, il y a oscillation d'une certaine quantité d'énergie entre la forme cinétique et la forme élastique, mais plus précisément ici entre l'extérieur du tuyau et l'intérieur, les pertes d'autre part correspondant à l'énergie rayonnée.

Ce qui précède ne constitue qu'un résumé d'une étude qui paraîtra in extenso dans les *Cahiers du Groupement des Acousticiens de langue française.*

(*) **2. — Autoentretien électroacoustique des tuyaux sonores ;**

par M. G. Bousseau,
Laboratoire d'Acoustique
de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Le procédé classique d'entretien des tuyaux sonores met en œuvre un jet d'air de pression constante agissant sur une embouchure.

Le procédé utilisé ici est tout à fait différent. Il met à profit le Q du tuyau considéré comme résonateur et vibrant sur son fondamental.

Le tuyau T est introduit dans une boucle de réaction comprenant un amplificateur à basse fréquence A d'excellente qualité, un haut-parleur HP monté sur un baffle plan et une sonde microphonique M prélevant la pression acoustique en un point du tuyau (*fig.* 1).

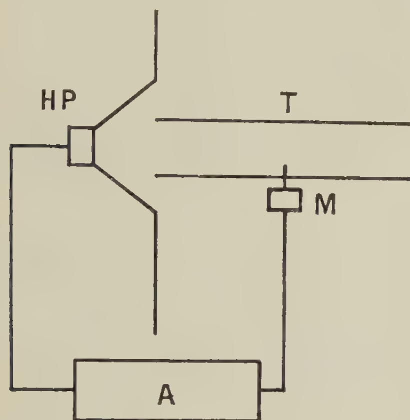


Fig. 1.

Lorsque le déphasage entre la pression et la vitesse à l'entrée du tuyau est $\pi/2$, on entretient le fondamental du tuyau. On compare la fréquence entretenue à celle mesurée en oscillations forcées et correspondant à un maximum de tension à la sortie de la sonde microphonique branchée au milieu de la longueur du tuyau. La fréquence est mesurée à l'aide d'un fréquencemètre électronique à $\pm$ 0,1 Hz. Lorsque le déphasage le long de la boucle de réaction est correct, la fréquence entretenue est égale à celle du tuyau à 1/500 près.

Le calcul montre qu'il est possible de réaliser une sonde microphonique dont le déphasage *soit petit et varie peu avec la fréquence* dans la bande utilisée.

Le déphasage entre la tension appliquée au haut-parleur et la vitesse de sa membrane est aussi calculé ; il est voisin de $\pi/2$ et varie peu avec la fréquence.

L'amplificateur n'introduit aucun déphasage pour les fréquences utilisées.

Afin de conserver un rapport diamètre-longueur petit, on utilise des tuyaux de longueur 80 cm à 1 m et de diamètre 5 à 15 cm ; le fondamental de ces tuyaux ouverts aux deux bouts se situe entre 150 et 200 Hz.

On vérifie que l'étage d'entrée de l'amplificateur joue le rôle de limiteur pour l'oscillation entretenue, que pour certaines « forces » de l'oscillateur repérées par la tension de sortie, on pénètre plus ou moins dans la zone de non-linéarité de la caractéristique de transfert de cet étage.

On vérifie également que le tuyau joue le rôle de réseau sélectif déphaseur dans la boucle de réaction. Alors que la tension aux bornes du haut-parleur est non sinusoïdale, celle observée aux bornes du microphone l'est parfaitement.

Un déphasage connu, introduit dans la boucle de réaction, permet de mesurer le Q du tuyau qui est de l'ordre de 50, valeur déterminée expérimentalement par un procédé direct.

Étant donnée la sélectivité de ces tuyaux, les variations de phase introduites dans la boucle, soit par modification légère de la distance HP-tuyau, soit par modification de la longueur de la sonde, dans certaines limites, sont pratiquement sans influence sur la fréquence fondamentale entretenue.

En plaçant la sonde à des distances $3\lambda/4$ et $5\lambda/4$, avec un sens de branchement convenable du haut-parleur, on a pu entretenir les partiels (2) et (3) avec une erreur relative de l'ordre de 1 %.

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1959

(*) **1. — Améliorations d'un montage de détection photoélectrique pour l'étude de la diffusion Rayleigh ;**

par MM. A. Massoulier, J. Pardies et F. Valentin,
Laboratoires de Physique Générale
et de Physique Expérimentale.

1. Historique. — Ce montage dérive directement de celui qui avait servi à l'un de nous [1] pour la détection des impulsions lumineuses brèves et dont le schéma de principe est donné dans la figure 1.

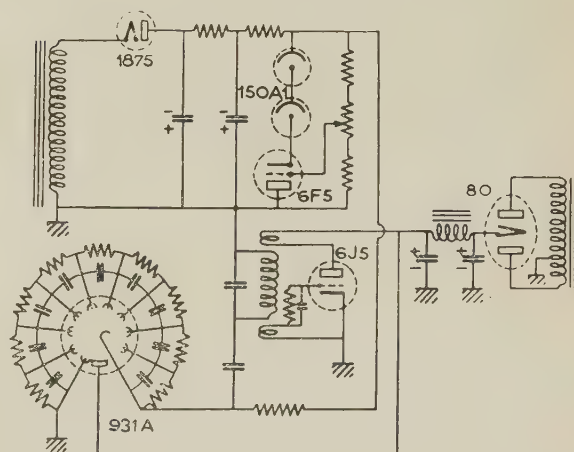


Fig. 1.

Ce premier amplificateur, eu égard à la simplicité de sa construction, avait une sensibilité relativement faible bien que suffisante à l'époque où il avait été étudié.

Il a été successivement amélioré par deux fois [2], [3] afin d'augmenter progressivement sa sensibilité. Ce

montage devant être à nouveau utilisé au Laboratoire d'Optique moléculaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux pour des recherches sur la diffusion des fluides, nous avons jugé opportun de publier ces améliorations successives ainsi que la limitation de la sensibilité du fait de ce type particulier de modulation d'un photomultiplicateur.

2. Principe de fonctionnement du montage initial. — Afin de mieux expliquer les modifications successives sans qu'il soit nécessaire de se reporter à l'article original [1], nous donnons brièvement l'analyse du fonctionnement du détecteur de la figure 1.

Le photomultiplicateur est modulé par une tension à haute fréquence superposée à son alimentation normale. Le fractionnement régulier de la tension totale est obtenu par une chaîne à résistances-capacités identiques. Par suite de la caractéristique exponentielle amplification-tension dynode, le courant photoélectrique est modulé par la haute fréquence et il apparaît une composante de modulation comprenant tous les harmoniques de cette haute fréquence. L'amplificateur est accordé sur l'harmonique 2 afin d'éviter une saturation inévitable, par suite du rayonnement direct, par le fondamental de l'oscillateur. La tension amplifiée est ensuite détectée et appliquée à un milliampèremètre.

3. Première amélioration de ce montage. — Lorsque ce montage a dû être appliqué à la mesure de la diffusion Rayleigh des liquides [2], il a été nécessaire d'accroître sa sensibilité.

Il est rapidement apparu que le défaut de sensibilité était dû au fait que dans le photomultiplicateur 931A utilisé, l'anode était encadrée par les dynodes 8 et 9 ; ainsi l'harmonique 2 de l'oscillateur, bien que d'amplitude très faible, suffisait à créer par capacité parasite un signal perturbateur dans lequel le courant photoélectrique modulé était noyé dès que le flux lumineux était par trop faible.

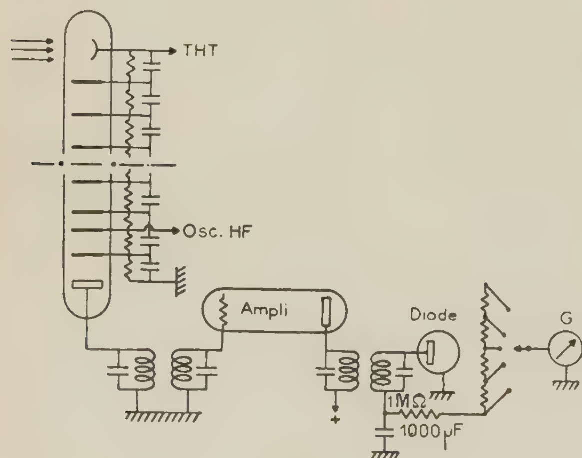


Fig. 2.

Il a suffi, pour augmenter la sensibilité d'une façon sensible (environ d'un facteur 10), d'appliquer la tension haute fréquence, non plus à l'ensemble des dynodes, mais à une seule d'entre elles (*fig.* 2) et l'expérience a montré que l'action la plus efficace était obtenue en modulant la dynode 7 (bien que, par suite d'une erreur du dessinateur, le schéma correspondant indique à tort la modulation de l'antépénultième dynode). La chaîne de condensateurs a été conservée, mais elle évite évidemment la dynode 7, elle sert à stabiliser, par rapport à la haute fréquence, la tension des autres dynodes ; les dynodes 8 et 9 qui encadrent l'anode servent de blindage électronique entre la dynode 7 et l'anode. Dans ce cas la modulation est due à la défocalisation du pinceau d'électrons : pour une grande amplitude de la tension haute fréquence cet effet est total et engendre ainsi tous les harmoniques de l'oscillateur. Signalons à cette occasion que les photomultiplicateurs type « Lallemand » se montrent rebelles à ce type de modulation.

4. Deuxième amélioration de ce montage. — Ce montage a été repris dernièrement pour l'étude de la diffusion Rayleigh des solutions. Afin d'éviter les corrections de convergence, l'étendue du faisceau diffusé a été fortement diminuée par des diaphragmes et la sensibilité du montage a dû être à nouveau augmentée.

A cette occasion un nouvel appareil a été construit sur le même principe, mais en prenant toutes les précautions utiles à l'obtention d'une excellente stabilité conformément aux nouvelles exigences sur la sensibilité.

L'amplificateur. — L'amplificateur (*fig.* 3) est un amplificateur du type « moyenne fréquence » à 2 étages utilisant 3 transformateurs « à filtre de bande » du

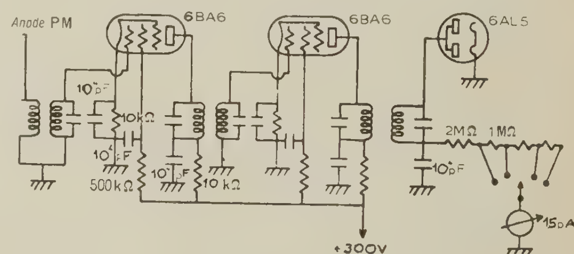


Fig. 3.

commerce accordés sur 455 kHz ; l'amplification a été résolument réduite par une résistance de polarisation élevée (10 kΩ) dans les cathodes afin de diminuer les risques d'auto-oscillation et d'augmenter la longévité des tubes ; cette amplification était toutefois suffisante pour atteindre la limite imposée par le bruit de fond.

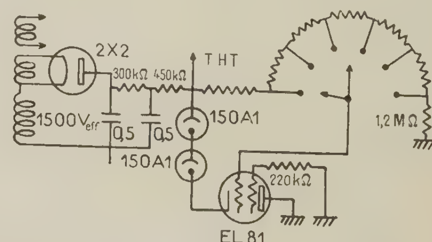


Fig. 4.

L'alimentation du photomultiplicateur. — Le dispositif à stabilisateur shunt (*fig.* 4) destiné à alimenter le

photomultiplicateur a été modernisé par utilisation d'un tube résistance du type télévision (EL81) mieux isolé puisque construit pour tenir des tensions élevées. Le potentiomètre d'ajustage a été remplacé par une chaîne potentiométrique de 12 résistances fortement dimensionnées permettant d'obtenir 11 sensibilités convenablement échelonnées. Ce stabilisateur shunt très simple suffit à atténuer (d'un facteur 100 environ) les variations du secteur et donne une excellente régulation.

L'oscillateur de modulation. — L'oscillateur destiné à fournir la haute fréquence à la dynode 7 du photomultiplicateur (*fig.* 5) est piloté par quartz. Pour les

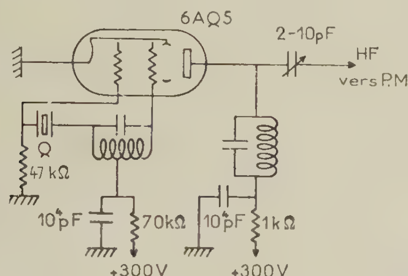


Fig. 5.

raisons indiquées plus haut, il fournit une fréquence qui est la moitié (soit 227,5 kHz) de la fréquence d'accord de l'amplificateur et cette fréquence est, de plus, filtrée par un circuit accordé placé dans l'anode du tube oscillateur.

Le neutrodynage. — Enfin l'originalité de ce montage, qui permet de gagner encore environ un facteur 10 sur la sensibilité, est la compensation de la tension résiduelle à 455 kHz qui apparaît sur l'anode du photomultiplicateur. Cette tension est due, partie au courant d'obscurité, partie à l'harmonique 2 de l'oscillateur passant par capacité parasite ; pour l'annuler, on réinjecte, en opposition de phase (neutrodynage), une fraction de la tension de l'oscillateur à la base du transformateur d'anode du photomultiplicateur (*fig.* 6).

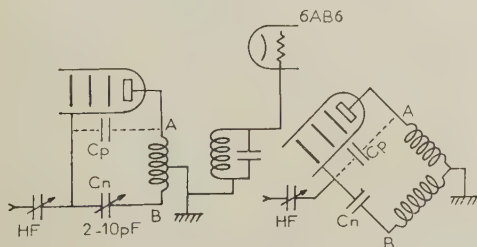


Fig. 6.

Ainsi, le montage a atteint la sensibilité limite donnée pour le photomultiplicateur 931A utilisé à la température ambiante. On a pu vérifier en effet que l'on décelait avec ce montage des flux lumineux de l'ordre de 10^{-12} lm.

5. Discussion de la sensibilité limite. — Dans sa nouvelle version (les figures 7 et 8 donnent deux vues de l'appareil à diffusion tel qu'il a été réalisé au laboratoire), la sensibilité n'est plus limitée que par les fluctuations du courant d'obscurité du photomultiplicateur. La sensibilité est donc uniquement définie

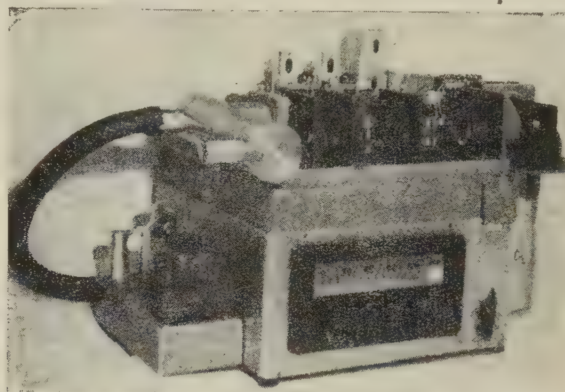


Fig. 7.

par la qualité du photomultiplicateur et les bandes passantes de l'amplificateur et de l'appareil de mesure ; elle ne dépend aucunement du montage et ne peut être améliorée que par action sur ces deux paramètres.

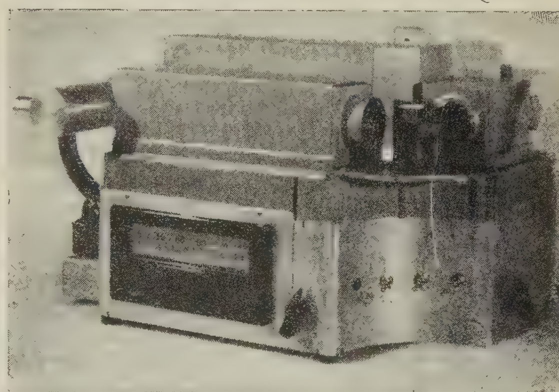


Fig. 8.

On sait qu'on peut diminuer le courant d'obscurité du photomultiplicateur en le refroidissant et qu'on peut diminuer le bruit de fond à la sortie d'un amplificateur en diminuant sa bande passante.

L'amplificateur n'utilisant pas une détection synchrone la bande passante équivalente est la moyenne géométrique des bandes passantes avant et après détection [4]. Dans le montage actuel, la bande passante de l'amplificateur peut être estimée à 5 kHz environ et celle du milliampèremètre après détection à 10 Hz environ, si bien que le bruit de fond correspondrait à une bande passante équivalente de 220 Hz.

Il est bien évident qu'on diminuerait le bruit de fond en l'amenant à correspondre à une bande pas-

sante de 10 Hz (celle de l'appareil de mesure) par utilisation d'une détection synchrone (difficile à mettre en œuvre) ou de filtres à quartz dans l'amplificateur ; mais on ne gagnerait alors, pour la moyenne de bruit exprimée en tension (racine carrée de la puissance de bruit) que dans le rapport $\sqrt{220/10}$ soit 5 environ. Pour l'usage auquel on destinait cet appareil, sa sensibilité actuelle étant estimée suffisante, nous n'avons pas jugé utile de modifier l'amplificateur.

[1] Valentin (F.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 73 S.
[2] Valentin (F.) et Lochet (R.), *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 29 S.
[3] Soulivet (M.), Diplôme d'Études Supérieures, Bordeaux, 1956.
[4] Rice (S. O.), *Bell Syst. Techn. J.*, 1944, **23**, 282.

(*) 2. — Autoentretien électroacoustique des tuyaux sonores. Application à l'étude de la correction des bouts et au couplage avec un autre tuyau de longueur réglable ;

par M. G. Bousseau,
Laboratoire d'Acoustique
de la Facutlé des Sciences de Bordeaux.

A l'aide de l'oscillateur électroacoustique déjà décrit [1], il est possible de déterminer la correction des bouts et surtout l'influence de baffles de dimensions variables placés à une distance réglable de l'ouverture libre du tuyau autoentretenu. On vérifie ainsi, pour des tuyaux de diamètres 8 et 15 cm, que pour des baffles carrés dont le côté vaut 5 fois le diamètre du tuyau, on atteint déjà la correction de bout du baffle infini calculée par Lord Rayleigh et égale à 0,82 r, la valeur moyenne pour les tuyaux sans baffle étant de 0,62 r.

A l'aide d'un deuxième tuyau de même diamètre mais de longueur réglable que l'on approche à une distance d repérée de l'ouverture libre du tuyau autoentretenu on a pu mettre en évidence les phénomènes obtenus dans les circuits couplés [2]. Pour diverses forces de l'oscillateur et divers degrés de couplage on a pu obtenir successivement l'extinction de l'oscillateur, la variation continue de l'amplitude et de la fréquence de l'oscillation et enfin les phénomènes de discontinuité accompagnés d'hystérésis de réglage lorsque le couplage et la force de l'oscillateur sont plus grands, phénomènes déjà connus que l'on attribue à la présence d'une non-linéarité dans le système d'entretien.

Le passage d'une fréquence propre à l'autre s'accompagne de phénomènes transitoires donnant lieu à des battements que l'on a pu enregistrer. Pour certains réglages la durée des battements atteignant une dizaine de secondes prouve qu'à ce moment-là les deux fréquences propres du système sont entretenues simultanément.

[1] Bousseau (G.), Autoentretien électroacoustique des tuyaux sonores. *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 47 S.
[2] Mercier (J.) et Loudette (P.), Étude de la stabilité des oscillations entretenues dans un système de deux circuits couplés. *J. Physique Rad.*, 1943, **4**, 142 et 197.

SECTION LANGUEDOC
(*Montpellier*)

SÉANCE DU 7 MARS 1959

Présidence de Mlle A.-M. Vergnoux.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Structure d'une solution saline saturée révélée par effet Raman ;

par M. R. Lafont.

On rappelle d'abord les lois générales de l'effet Raman, moyen précieux pour étudier les vibrations intramoléculaires des atomes dans une molécule et dans un cristal, la polarisabilité électronique d'une molécule variant au rythme des vibrations intramoléculaires.

On donne ensuite le résultat du dénombrement des vibrations de l'ion SO_4^{2-} que l'on peut étudier sous forme d'ion dit « libre », si la solution qui le renferme est diluée, ou sous la forme d'ion engagé dans un réseau cristallin ; dans ce cas, l'ion compact SO_4^{2-} a des vibrations dites internes qui se rapprochent beaucoup, en fréquences, de celles qu'il a sous forme d'ion libre.

Étude d'un cristal. — Dans un cristal de goslarite $ZnSO_4,7H_2O$ (orthorhombique holoaxe, D_2, $Z = 4$) ces fréquences internes, au nombre de 36, se groupent en 4 ensembles : E_1, 4 oscillations ; E_2, 8 oscillations ; E_3 et E_4, chacun 12 oscillations, dont les fréquences moyennes sont respectivement voisines de celles des 4 vibrations de l'ion libre : ν_1 simple, 980 cm^{-1} ; ν_2 doublement dégénérée, 458 cm^{-1} ; ν_3 et ν_4 triplement dégénérées, 615 et 1 105 cm^{-1}.

La multiplication des fréquences de SO_4 par engagement dans le réseau cristallin tient à deux causes principales : *cessation* de dégénérescence par abaissement de symétrie de l'ion dans le réseau, *couplage* des $Z = 4$ molécules de la maille.

Il se manifeste de plus, dans les cas des réseaux piézoélectriques (cas de la goslarite), des changements de fréquences sur certains types d'oscillations (raies B) en fonction de l'orientation du cristal [1].

Les intensités de bon nombre de ces vibrations, celles dites « fortes », sont calculables à partir des tenseurs des polarisabilités dérivés des oscillations de l'ion libre SO_4^{2-}.

La symétrie des conditions expérimentales d'observation, jointe à la symétrie du réseau de la goslarite, permettent la séparation intégrale des raies des 4 types existants A_1, B_1, B_2, B_3.

L'étude expérimentale [2] d'un monocristal de sulfate de zinc a donc conduit à un tableau très complet des fréquences expérimentales des vibrations internes de l'ion SO_4^{2-} et de leurs intensités, en accord satisfaisant avec les prévisions théoriques (les valeurs des

fréquences Raman ne sont pas calculables actuellement). Ce tableau est, pour l'ion SO_4^{2-} étudié, *caractéristique du cristal étudié* [3].

Étude d'une solution. — Les raies internes de l'ion SO_4^{2-} apparaissant dans le spectre Raman d'une solution de sulfate de zinc saturée à température ordinaire, c'est-à-dire de la solution mère des cristaux de $ZnSO_4,7H_2O$, se répartissent en 4 ensembles, dont la comparaison au spectre du cristal précédent donne lieu aux constatations suivantes.

1° Mis à part l'ensemble E_1 ne comprenant qu'une seule fréquence, les 3 autres ensembles sont formés d'un grand nombre de fréquences. Il n'est plus question d'ion libre.

2° Il est rigoureusement impossible d'expliquer la largeur des ensembles E_2, E_3, E_4 par une simple cessation de dégénérescence des vibrations de SO_4^{2-} due à l'abaissement de symétrie de l'ion dans la solution saturée, ce qui ne conduirait qu'à deux ou trois fréquences distinctes, suivant le degré de dégénérescence.

3° Pour l'ensemble E_2 de la solution saturée, on retrouve sous forme de raies séparées (5 cm^{-1} et plus) toutes les fréquences constituant l'ensemble E_2 du spectre cristallin complet.

Dans cette correspondance, les fréquences cristallines qui sont très voisines (1 ou 2 cm^{-1} de différence) sont retrouvées sur une même raie du spectre de la solution, laquelle présente alors une intensité qualitativement égale à la somme des intensités des raies cristallines « composantes ».

4° Les ensembles E_3 et E_4 de la solution saturée se présentent sous l'aspect de bandes non résolubles en raies. La correspondance cristal-solution ne peut pas se faire raie par raie.

Mais si on groupe sur un même cliché, pour chacun de ces ensembles, la totalité des raies du spectre cristallin complet, on obtient une bande qui reproduit assez exactement la bande expérimentale du spectre de la solution : mêmes limites extrêmes, même allure (début abrupt ou incliné), mêmes zones de plus grande intensité (accumulation des raies fortes et moyennes du spectre cristallin). On constate, de plus, que la bande ainsi constituée par « synthèse » à partir des raies du spectre cristallin, une fois photographiée sur un cliché unique, ne permettrait pas la séparation des raies constituantes, étant donnée la grande proximité de ces raies (dans l'étude du cristal, ces raies étaient séparées, parce qu'obtenues sur des clichés différents).

L'interprétation de ces résultats est possible si l'on admet l'existence d'une structure de la solution saturée [5] reproduisant dans des volumes élémentaires la structure cristalline du cristal prenant normalement naissance dans cette solution saturée. Ces volumes élémentaires doivent contenir plusieurs mailles et être orientés de toutes les manières possibles dans la solution. Ainsi s'explique la correspondance observée cristal-solution, puisque cessations de dégénérescence et couplages sont les mêmes.

[1] Poulet (H.), *Ann. Physique* [12], 1955, **10**, 908.
[2] Lafont (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 678.
[3] Couture (L.), *Ann. Physique* [12], 1947, **2**, 5.
[4] Lafont (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1154.
[5] Mathieu (J.-P.) et Lounsbury (M.), *J. Chim. Phys.*, 1949, **46**, 545.

2. — Principe des calculatrices électroniques. Expérience : réalisation d'un circuit « ET » ;

par M. L. Cecchi.

Un exposé rapide a permis de donner un aperçu historique de la question, de préciser le but poursuivi dans la réalisation des grands ensembles électroniques et de dégager leur structure logique.

Des indications ont été données sur la numération binaire et, à titre d'application, sur la constitution d'un additionneur à trois entrées, réalisé à partir de circuits logiques élémentaires.

Quelques-unes des solutions techniques utilisables ont été sommairement étudiées.

Une expérience, réalisée avec un multivibrateur synchronisé sur un générateur de signaux carrés et des diodes au silicium, a montré la régénération des signaux dans une calculatrice et le fonctionnement d'un circuit d'intersection.

SECTION SUD-EST
(*Grenoble*)

SÉANCE DU 12 NOVEMBRE 1958

1. — Superposition de la reptation et du traînage de fluctuations thermiques ;

par M. L. Néel.

2. — Une vérification du troisième principe de la thermodynamique ;

par M. L. Weil.

L'auteur signale l'expérience, présentée à l'exposition nucléaire de Genève, mettant en évidence la séparation spontanée d'une phase riche en ^3He d'une phase riche en ^4He à 0,6° K. Indépendamment de la vérification des théories de Prigogine, il y a là de quoi donner un renouveau d'intérêt pour le troisième principe de la thermodynamique (énoncé de Planck). Une méthode de séparation basée sur l'existence d'une entropie de mélange d'isotopes est, comme on sait, limitée dans ses applications par la faiblesse des coefficients de diffusion en phase solide. L'auteur suggère d'opérer sur des couches minces (hydrogène, par exemple).

3. — Application de la théorie des dislocations à la torsion plastique des poils ;

par MM. B. Dreyfus, R. Conte et G. von Breunig.

Les auteurs présentent un modèle simplifié des courbes couple-torsion pour un cylindre. Ils supposent une distribution continue de dislocations vis parallèles

à l'axe du cylindre. Ce modèle ne fait intervenir que deux paramètres : σ_n, tension de nucléation de dislocations à la surface du cylindre et σ_c, tension critique nécessaire pour mouvoir une dislocation à l'intérieur du cylindre. Ce modèle permet de faire des prévisions relatives aux propriétés mécaniques et électriques, si l'on admet que la résistance est proportionnelle au nombre total des dislocations.

Des résultats expérimentaux préliminaires sont également présentés sur les poils de fer obtenus par réduction du chlorure par l'hydrogène à 800° C. Il semble qu'en ce qui concerne la torsion les propriétés soient assez différentes de celles observées pour les tractions. Essentiellement, le rapport σ_c/μ (μ = module de cisaillement) est de l'ordre de 10^{-3}. Différents facteurs agissant sur σ_c ont été étudiés, entre autres la température jusqu'à 20° K.

Des observations sur un fluage transitoire très important ont également été faites, ainsi que des mesures de résistance électrique résiduelle (20° K) sur des whiskers que l'on tord simultanément. Cette dernière mesure permettra d'atteindre la résistance d'une dislocation vis le long de son axe, lorsque les mesures électriques et mécaniques auront été faites sur le même poil à 20° K.

SÉANCE DU 22 DÉCEMBRE 1958

1. — Étude d'alliages AuMn ;

par MM. J. Cohen, G. Quézel et G. Rimet.

Nous avons étudié des solutions solides trempées de manganèse dilué dans de l'or. La susceptibilité paramagnétique de ces alliages suit une loi de Curie-Weiss. Les constantes de Curie varient proportionnellement à la teneur en manganèse et permettent d'attribuer un moment de 5,6 μ_B à chaque atome de manganèse. Les points de Curie paramagnétiques sont proportionnels à la concentration atomique en manganèse. La loi reste vraie même pour des teneurs très faibles de l'ordre de 2 %.

On observe un point de Curie très bien marqué pour l'alliage à 18 % mais au fur et à mesure que le manganèse se dilue on observe un élargissement de la région des fluctuations de Néel et le point de Curie devient extrêmement flou pour l'alliage à 4 % d'atomes de manganèse. On peut tout au plus constater l'existence d'un point inflexionnel auquel correspond un point de Curie ferromagnétique voisin du point de Curie paramagnétique. Les mesures d'aimantation montrent que ces alliages sont très durs et qu'ils ne se saturent pas dans des champs de 20 000 Oe. L'aimantation observée n'est que la moitié de la valeur à laquelle on pourrait s'attendre compte tenu des mesures paramagnétiques.

Les courbes d'aimantation rapportées à 1 g de manganèse se superposent assez bien dans les champs forts. L'aimantation rémanente est de l'ordre de quelques pour cent de l'aimantation à saturation. Elle semble varier proportionnellement au cube de la concentration en atomes de manganèse.

L'existence de phénomènes coopératifs dans des solutions solides très diluées de l'ordre de 2 % montre que les interactions de couplage ne se limitent pas aux premiers voisins.

(*) 2. — Appareillage simple pour la mesure de facteurs de surtension dans la bande X ;

par M. A. Strub,
Laboratoire de Haute Fréquence
de la Faculté des Sciences de Grenoble.

Sommaire. — *Présentation d'un appareillage simplifié servant à la mesure du coefficient de surtension Q de cavités résonnantes dans la bande X. Un montage unique, basé sur les mesures courantes de coefficients de réflexion, permet la détermination des valeurs de Q comprises entre* 200 *et* 8 000 *environ, en utilisant des éléments peu coûteux et sans aucun dispositif électronique tel que modulateur, amplificateur, oscilloscope.*

Summary. — *Description of a simplified X-band cavity Q-meter. Q-factors between* 200 *and* 8 000 *can be measured with the device based upon the well-known principles of reflexion-coefficient measurements. Cost of microwave elements used in the apparatus is low. No electronic devices, such as amplifiers, modulators or cathode-ray oscilloscopes are needed.*

La détermination du coefficient de surtension Q d'une cavité résonnant aux ondes centimétriques est d'habitude basée sur une mesure de l'énergie réfléchie par cette cavité, à l'aide d'un coupleur directif ou d'un « té magique ». Le générateur est un klystron, modulé en fréquence par application d'une tension en dents de scie sur le réflecteur, et un détecteur à cristal fournit un signal proportionnel à la puissance réfléchie, que l'on peut représenter en fonction de la fréquence sur l'écran d'un oscilloscope cathodique [1]. Ce procédé nécessite pour la mesure des écarts de fréquence un

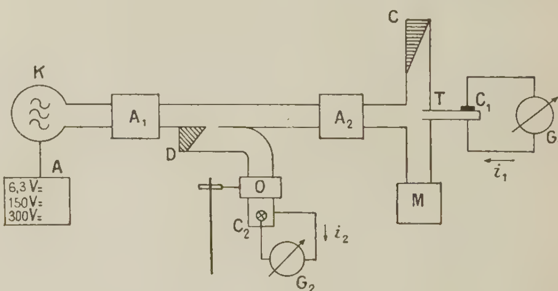


Fig. 1. — A, alimentation ; K, klystron ; A_1, A_2, atténuateurs ; D, coupleur directif ; O, ondemètre à absorption ; C, charge adaptée ; T, té magique ; M, cavité de mesure.

deuxième klystron à fréquence fixe, un récepteur sélectif et un dispositif électronique de mise en forme des impulsions. De plus il présente les inconvénients suivants :

1° la modulation en fréquence d'un klystron par variation de la tension du réflecteur ne procure qu'une excursion de fréquence limitée ($\simeq$ 50 MHz dans la bande X), donc ne permet pas la mesure de faibles surtensions ;

2° la puissance de sortie d'un klystron varie avec la fréquence. On doit donc en général asservir cette puissance à l'aide de dispositifs électroniques ou d'éléments de guide à impédance variable avec la fréquence.

Quant aux faibles surtensions, elles sont communément mesurées par des méthodes où la variation de fréquence du klystron s'effectue par déformation mécanique de sa cavité. La mesure des fréquences — facile ici — se fait à l'aide d'un ondemètre à absorption.

Un procédé très élégant, permettant la mesure de valeurs de Q comprises entre 200 et 4 000, a été récemment indiqué par Barrington et Rees [2]. Il utilise un klystron modulé en amplitude par des signaux rectangulaires, ainsi qu'un oscilloscope cathodique à deux amplificateurs à courant continu.

Ayant à mesurer des facteurs de surtension de 2 000 à 8 000, dans la bande X, nous avons mis au point le montage indiqué sur la figure 1. Il permet également la mesure de valeurs de Q beaucoup plus faibles (200 environ). On peut constater que l'appareillage nécessaire est très réduit.

Principe de la mesure. — Nous partons de l'équation

$$Q = Q_i = (1 + \beta)\, Q_c = (1 + \beta)\, \frac{f_{\text{rés}}}{2\Delta f}, \qquad (1)$$

où Q_i est la « surtension à vide » de la cavité, Q_c la « surtension en charge » de la cavité, β le coefficient de couplage de la cavité, $f_{\text{rés}}$ la fréquence de résonance de la cavité et $2\Delta f$ l'écart en fréquence entre les « points à demi-puissance » de la courbe de résonance. β s'obtient à partir du taux d'ondes stationnaires ρ dû à la cavité (à la résonance), en posant $\rho = \beta$ pour $\beta > 1$ et $\rho = 1/\beta$ pour $\beta < 1$.

Le courant détecté dans le cristal C_1 est, en détection quadratique, $i_1 = k|\mathcal{R}|^2$, où k est une constante et $\mathcal{R}$ le coefficient de réflexion de la cavité.

Supposons, d'autre part, dans ce qui suit, que la puissance incidente sur la cavité est maintenue constante. Pour une fréquence f' suffisamment éloignée de $f_{\text{rés}}$ on peut supposer $|\mathcal{R}| = 1$ et $i'_1 = k$, alors qu'à $f = f_{\text{rés}}$ on détectera un courant $i_{1\text{rés}} = k|\mathcal{R}_{\text{rés}}|^2$, d'où

$$|\mathcal{R}_{\text{rés}}| = \sqrt{\frac{i'_1}{i_{1\text{rés}}}} \qquad (2)$$

et

$$\rho_{\text{rés}} = \frac{1 + |\mathcal{R}_{\text{rés}}|}{1 - |\mathcal{R}_{\text{rés}}|}. \qquad (3)$$

Le courant détecté aux fréquences $f \pm \Delta f$ (demi-puissance) sera

$$i''_1 = \frac{i'_1 - i_{1\text{rés}}}{2}. \qquad (4)$$

Processus de mesure. — 1° Accord du klystron à la fréquence de résonance de la cavité. Mesure de $f_{\text{rés}}$ à l'aide de l'ondemètre.

2° On désaccorde le klystron (soit mécaniquement, soit électriquement, selon l'écart nécessaire) jusqu'à obtention d'une fréquence f' pour laquelle la cavité ne présente plus qu'une réactance pure. Les déviations i_1 et i_2 des galvanomètres G_1 et G_2 sont réglées à l'aide des atténuateurs A_1 et A_2 à des valeurs permettant une lecture précise. On notera i'_1 et i'_2.

3° On réaccorde le klystron à $f_{\text{rés}}$ pour lire $i_{1\text{rés}}$, i_2 devant conserver la valeur précédente i'_2 (réglage de l'atténuateur A_1 *seul*).

4° Mesure de l'écart de fréquence $2\Delta f$ entre les deux fréquences de demi-puissance [mesurées à l'ondemètre lorsque $i_1 = (i'_1 - i_{1\text{rés}})/2$], i_2 devant encore être réglé à la valeur i'_2 (puissance incidente constante), grâce à l'atténuateur A_1.

Éléments essentiels du montage. — *Klystron.* — Klystron de bonne stabilité mécanique et électrique (VARIAN VA 203 B), alimenté par des batteries d'accumulateurs (cavité et chauffage) et par un ensemble de piles (réflecteur). Un commutateur et deux potentiomètres permettent un réglage précis de la tension réflecteur. Ces alimentations sont moins coûteuses et assurent une meilleure stabilité du générateur que des alimentations travaillant sur le secteur alternatif.

Ondemètre à absorption. — Une aiguille de 700 mm de longueur a été fixée sur la vis micrométrique de l'ondemètre, elle-même ajustée de façon à ne présenter aucun jeu mécanique. Ce dispositif permet de lire des écarts de fréquence (allant de 1 à 50 MHz) avec une erreur absolue de ± 20 kHz (soit une précision de 2 à 0,04 %).

Cristaux détecteurs. — Le cristal détecteur C_1 doit avoir une réponse bien quadratique. En plus, les réponses de C_1 et C_2 doivent sinon rester constantes, du moins varier dans le même rapport dans toute la gamme des fréquences utilisées. Ceci nécessite un contrôle préalable (une plaque de court-circuit étant mise à la place de la cavité). Il peut être nécessaire d'utiliser des supports de cristal comportant des vis d'enfoncement réglable.

Té magique. — Le té magique est du type adapté. Une autre version de montage consisterait d'ailleurs à remplacer le té par un deuxième coupleur directif.

Précision. — La précision de l'appareil décrit dépend essentiellement des erreurs dues à une réponse non quadratique du cristal détecteur (estimée à 5 % [2]). Les erreurs de lecture sur les galvanomètres ainsi que sur l'ondemètre sont négligeables en comparaison.

De toute façon la précision totale de l'appareil est certainement supérieure à celle des montages « classiques », qui présentent des erreurs provenant de la lecture sur l'oscilloscope, la non-linéarité d'amplificateurs, les fluctuations d'amplitude et de fréquence du générateur, la variation des propriétés du té magique et du coupleur directif en fonction de la fréquence.

Ces causes d'erreur ont été dans notre procédé pratiquement éliminées.

[1] Montgomery (C. G.), Technique of microwave measurements, éd. McGraw Hill, New York, 1947.
[2] Barrington (A. E.) et Rees (J. R.), A simple 3 cm Q-meter, *Proc. Inst. Elect. Engrs* [B], 1958, 511.

SÉANCE DU 22 JANVIER 1959

1. — Courbe d'excitation de la réaction $^7Li(p, 2\alpha)$ de 50 à 300 keV ;

par M. H. Beaumevieille,
Laboratoire de Physique Nucléaire,
Centre d'Études Nucléaires et Université de Grenoble.

Les courbes de la variation de la transparence de la barrière de potentiel coulombien en fonction de l'éner-

gie des protons ont été calculées théoriquement pour le lithium, au moyen des fonctions de Coulomb données par les tables de Bloch et par la formule de Gamow aux basses énergies (inférieures à 1 MeV).

Ces courbes ont été tracées pour différentes valeurs du moment orbital, différentes valeurs de la profondeur du puits de potentiel et du rayon élémentaire du noyau.

La courbe expérimentale d'excitation de la réaction $^{7}Li(p, 2\alpha)$ relevée pour $0 < E < 300$ keV est trouvée en accord avec la courbe calculée par la formule de Gamow jusqu'à 250 keV et avec celle calculée au moyen des fonctions de Coulomb pour $E > 250$ keV.

Ce travail fera l'objet d'une thèse de troisième cycle.

2. — Spectromètre α à scintillations ;

par MM. J. Fleury et M. Boge,
Laboratoire de Physique Nucléaire,
Centre d'Études Nucléaires et Université de Grenoble.

Un spectromètre α à scintillations de bonne résolution a été construit en utilisant un cristal d'iodure de césium. Le pouvoir de résolution dépend d'une manière importante du polissage du cristal, pour lequel on utilise un mélange d'oxyde de cérium et d'huile silicone. Le photomultiplicateur (Radiotechnique 51 AVP) était sélectionné pour son gain et pour l'homogénéité de sa photocathode. Un cône réflecteur surmontant le cristal a été utilisé pour collecter le plus de lumière possible.

L'appareil a été utilisé en particulier pour l'étude des réactions $^{7}Li(p, 2\alpha)$ et $^{6}Li(p, \alpha)\,^{3}He$. Un pouvoir de résolution de 2,6 % a été obtenu pour le rayonnement α de 8 MeV, $^{7}Li(p, 2\alpha)$. Pour ce même rayonnement le rendement lumineux du cristal correspond à une énergie de 180 eV par photon arrivant sur la photocathode.

Cette étude fera ultérieurement l'objet d'un article détaillé dans le *Journal de Physique* (Physique appliquée).

3. — Anisotropie de la distribution angulaire de la réaction $^{6}Li(p, \alpha)^{3}He$ pour des protons de 100 à 300 keV ;

par MM. C. Delorme et R. Bouchez,
Laboratoire de Physique Nucléaire,
Centre d'Études Nucléaires et Université de Grenoble.

Les particules émises lors de la réaction $^{6}Li(p, \alpha)^{3}He$ sont observées à 135° du faisceau de protons (système du laboratoire). Un spectromètre α à scintillations à cristal d'iodure de césium, décrit par Fleury et Bogé, permet de séparer nettement les ^{4}He et les ^{3}He.

La variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie des protons est en accord avec les courbes de transparence de barrière de potentiel calculées par H. Beaumevieille (première communication de cette séance) pour des protons $p(l = 1)$.

Des mesures faites avec une cible mince de lithium naturel mettent en évidence une anisotropie de la distribution angulaire des ^{4}He. Le rapport des sections efficaces différentielles relatives aux ^{4}He et ^{3}He varie de 1 à 1,3 quand l'énergie des protons varie de 100 à 300 keV. La correction du centre de masse modifie très peu ce rapport. Une telle anisotropie avait déjà été observée en 1950 par Burcham et Freeman pour des énergies de protons supérieures à 300 keV.

Ce premier résultat aux très basses énergies montre, d'une part, que les protons capturés sont dans un état $p(l = 1)$ et, d'autre part, semble montrer une interaction directe notable, le proton interagissant avec le groupe deuton $(1p)^2$ du ^{6}Li en formant ^{3}He, émis de préférence vers l'avant.

Un article détaillé paraîtra dans le *Journal de Physique*.

4. — Structure cristalline du vanadate de nickel, $V_2O_5,3NiO$;

par MM. A. Durif et E. F. Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal,
Grenoble.

L'orthovanadate de nickel a été signalé dès 1883 par Ditte [1]. Une étude plus récente [2] du système V_2O_5-NiO a confirmé son existence.

L'étude d'un monocristal montre que ce composé cristallise dans le système orthorhombique avec une maille

$$a = 8{,}24, \quad b = 11{,}39, \quad c = 5{,}915\ \text{Å}$$

renfermant 4 unités $V_2Ni_3O_8$.

Les extinctions observées,

h k l, qui n'existent qu'avec $k + l = 2n$,
h 0 l, qui n'existent qu'avec $h = 2n$,
0 k l, qui n'existent qu'avec $k = 2n$ et $l = 2n$,

conduisent au groupe d'espace D_{2h}^{18} - Abam.

La méthode statistique [3] a permis d'obtenir un nombre suffisant de signes de facteurs de structure pour que soit rendue possible l'usage du photosomateur de von Heller.

Les positions atomiques sont les suivantes :

4 Ni en	4 (a),			
8 Ni en	8 (c),	$y \simeq 0{,}125$,		
8 V en	8 (f),	$x \simeq 0{,}125$,	$y \simeq 0{,}375$,	
8 O en	8 (f),	$x \simeq 0{,}250$,	$y \simeq 0{,}250$,	
8 O en	8 (f),	$x \simeq 0{,}250$,	$y \simeq 0{,}000$,	
16 O en	16 (g),	$x \simeq 0{,}000$,	$y \simeq 0{,}125$,	$z \simeq 0{,}250$.

Les paramètres de position sont en cours de raffinement.

[1] Ditte (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1883, **96**, 1048.
[2] Brisi (C.), *Annali di Chimica*, 1957, **47**, 806.
[3] Bertaut (E. F.), *Acta Cryst.*, 1955, **8**, 537.

SÉANCE DU 3 FÉVRIER 1959

Défauts de structure des cristaux irradiés aux neutrons ;

par M. A. Guinier,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

SÉANCE DU 6 MARS 1959

1. — Statistique en cristallographie ;

par M. E. F. Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

Le problème est le suivant. Soit donnée une fonction aléatoire $E(X_1, \ldots, X_t)$ dépendant de variables X_k

(k = 1, ..., t). Soit $P(A)$ sa fonction de répartition, c'est-à-dire une fonction telle que $P(A)\,dA$ indique la probabilité pour que E prenne une valeur comprise entre A et $A + dA$.

Ce problème de statistique se rencontre en cristallographie et dans d'autres domaines de physique (densité spectrale). La difficulté du problème réside en ce qu'en général, on doit se contenter d'un développement limité de $P(A)$.

L'auteur décrit une méthode qui permet de mettre $P(A)$ sous une forme *définie positive*, même si le développement de $P(A)$ est limité, et d'ordonner les termes de sorte qu'à un polynôme de A de degré défini, corresponde un ordre de grandeur défini.

Le principe de la méthode est décrit ailleurs [1]. Sa généralisation au cas de plusieurs fonctions E_1, E_2, ..., E_m et son application au problème des phases en cristallographie fera l'objet d'un mémoire.

[1] Bertaut (E. F.), *C. R. Acad. Sc.* (à paraître).

2. — Relation entre la maille et la densité électronique dans les alliages Pd-Ag-H ;

par M. F. de Bergevin,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Rosenhall [1] a mesuré le paramètre a de la maille cubique des alliages Pd-Ag-H.

Nous avons porté ce paramètre a en fonction du nombre d'électrons par maille. On trouve ainsi qu'en première approximation a ne dépend que de ce nombre d'électrons.

En seconde approximation a dépend aussi de la concentration en argent (ou en hydrogène). Nous attribuons ceci à la répulsion électrostatique entre les ions positifs. Nous pouvons ainsi calculer le produit des charges apparentes $q_{Pd}\,q_H = 0{,}15\,e^2$.

[1] Rosenhall (G.), *Ann. Physik*, 1935, **24**, 297.

3. — Étude de la formation des cristaux de glace sur des couches minces d'iodure d'argent ;

par M. R. Montmory,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Des dépôts d'iodure d'argent orientés par épitaxie sont obteuus par évaporation et condensation de ce sel sous vide élevé (10^{-5} mm de mercure) sur des supports de mica muscovite. La structure et la topographie de leur surface sont étudiées par microscopie et diffraction électroniques. Les résultats ont été publiés dans ma thèse [1].

Les films d'iodure d'argent ainsi préparés sont montés sur une platine réfrigérante de microscope et la formation des cristaux de glace est observée en fonction du temps et de la température. L'humidité nécessaire aux expériences provient de la vapeur d'eau atmosphérique ou d'une source annexe.

Il existe deux processus de formation des cristaux de glace : *a*) par congélation des gouttelettes condensées, *b*) par sublimation inverse de la vapeur d'eau en l'absence de toute condensation préalable. Dans les deux cas, les cristaux de glace sont orientés, ce qui traduit une épitaxie de la glace sur l'iodure d'argent, phénomène que nous avons mis en évidence pour la première fois.

Nous avons déterminé quatre types d'épitaxie (par congélation ou sublimation inverse) dont les caractéristiques sont les suivantes.

1° *Cristaux du type plaquette* (les plus fréquents).

Variété	Plan de contact		Rangées		Paramètres		Discordance
	support	dépôt	support	dépôt	support	dépôt	
—	—	—	—	—	—	—	—
AgI β	(0001)	(0001)	[100]	[100]	4,58 Å	4,51 Å	2 %
			[120]	[120]	7,93	7,81	2
AgI γ	(111)	(0001)	[$\bar{1}$10]	[100]	4,58	4,51	2
			[2$\bar{1}\bar{1}$]	[120]	7,93	7,81	2

2° *Cristaux prismatiques*.

Variété	Plan de contact		Rangées		Paramètres		Discordance
	support	dépôt	support	dépôt	support	dépôt	
—	—	—	—	—	—	—	—
AgI β	(0001)	(10$\bar{1}$0)	[100]	[100]	4,58 Å	4,51 Å	2 %
			[120]	[001]	7,93	7,33	7
AgI β	(0001)	(10$\bar{1}$0)	[100]	[001]	4,58 Å	7,33 Å	
			[120]	[100]	7,93	4,51	

3° *Des prismes obliques* dont le plan de nucléation est (40$\bar{4}$1) pour la glace et (0001) pour l'iodure d'argent.

De plus, nous avons pu montrer que les conditions d'épitaxie ne sont pas uniquement géométriques mais font intervenir, pour les cristaux de sublimation, la sursaturation en vapeur d'eau au voisinage de la surface d'iodure d'argent. En effet, à une faible sursaturation correspond une épitaxie simple (cristaux du type plaquettes) cadrant bien avec les lois de Royer-Friedel, mais si la sursaturation augmente, on obtient

des épitaxies (prismes couchés, etc.) dont l'interprétation réticulaire fait apparaître des écarts relativement importants aux lois de Royer-Friedel.

De cette étude, on peut tirer les renseignements importants suivants :

a) le mécanisme d'action des noyaux glaçogènes (iodure d'argent) est une épitaxie ;

b) des cristaux de glace peuvent se former à partir de germes de sublimation inverse dont l'existence, envisagée par Wegener en 1911, était jusqu'alors contestée ;

c) les épitaxies ne sont pas seulement conditionnées par des relations géométriques entre le dépôt et le support, mais il intervient aussi des phénomènes de thermodynamique.

Une note plus détaillée sur ces deux derniers points paraîtra prochainement aux *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*.

[1] MONTMORY (R.), Thèse, Clermont-Ferrand, 1958.

SECTION SUD-EST
(*Lyon*)

SÉANCE DU 30 JANVIER 1959

1. — Les courants électriques dans les océans ;

par M. Y. LE GRAND,
Professeur au Muséum National d'Histoire Naturelle et à l'Institut Océanographique de Paris.

Les problèmes relatifs aux courants électriques et aux différences de potentiel dans la mer n'ont donné lieu, jusqu'ici, qu'à un petit nombre de recherches. La première en date avait été faite par Faraday, en 1832, et n'a donné aucun résultat du fait de la polarisation des électrodes en cuivre qui masquait tout effet d'induction.

Quelques décades plus tard, la pose de câbles télégraphiques à travers les océans et l'utilisation d'électrodes impolarisables au chlorure d'argent permirent d'aboutir à des résultats positifs et de se rendre compte des diverses causes des phénomènes électriques marins. Les plus importants sont dus au mouvement de l'eau dans le champ magnétique constant de la Terre et aux variations propres du champ terrestre.

L'énergie électromagnétique ainsi produite est négligeable dans le bilan énergétique total des océans. Le déplacement de l'eau à une vitesse de *10* nœuds ne peut produire, par induction magnétique, dans les conditions les plus favorables, qu'un courant électrique de l'ordre de quelques dixièmes de microampère par centimètre carré de section. La puissance dissipée de ce fait reste bien inférieure au microwatt par mètre cube d'eau de mer ; elle est négligeable vis-à-vis de l'apport thermique du rayonnement par la surface des mers lequel correspond, en moyenne, à 0,04 W/m³ d'eau.

Si l'océanographie a peu à attendre de l'énergie électromagnétique des mers pour l'utilisation comme puissance naturelle, la mesure des potentiels entre deux points de surface apporte des données intéressantes qui ont permis l'étude d'une nouvelle méthode de courantométrie, c'est-à-dire la mesure des déplacements des masses d'eau superficielles, susceptibles d'intéressantes applications, notamment à partir d'un navire en marche utilisant des électrodes remorquées.

2. — Laboratoires américains : impressions d'un séjour et de visites ;

par M. J. MOUSSIEGT,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble.

SÉANCE DU 27 FÉVRIER 1959

(*)

1. — Une nouvelle méthode pour la résolution géométrique de problèmes d'éclairage naturel. Exemples d'application ;

par M. J. RIBLET,
Observatoire de Lyon.

L'*éclairage naturel* peut être défini comme l'éclairage produit par la lumière provenant de la voûte du ciel (*radiation diffuse*), l'effet de l'ensoleillement (*radiation solaire directe*) en étant habituellement exclu, pour éviter tout risque possible d'éblouissement.

Le problème de la détermination de l'*éclairage naturel* intéresse notamment l'*urbaniste* chargé de prévoir l'implantation des nouvelles artères, l'*architecte* qui doit décider de la disposition et de la superficie des ouvertures, l'*éclairagiste* enfin auquel échoit le souci final de prévoir, outre l'éclairage nocturne des immeubles, leur éclairage artificiel diurne d'appoint.

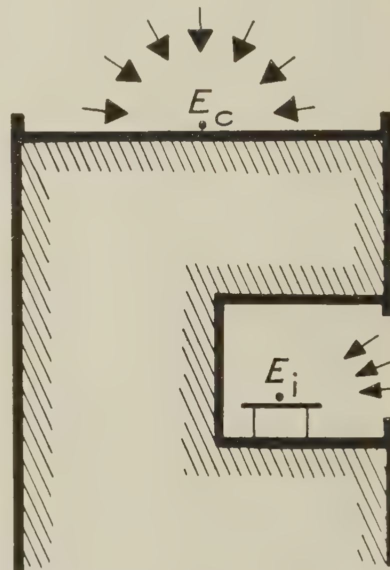


FIG. 1. — Éclairements naturels horizontal extérieur E_c et intérieur E_i.

Afin d'amener les mesures d'*éclairage naturel* à être comparables entre elles et par là même indépendantes

des brusques variations photométriques provoquées par de rapides modifications des états du ciel, il est commode de rapporter tout éclairement E_i mesuré à l'intérieur d'un local à l'*éclairement extérieur horizontal* E_c qui serait produit simultanément en ce même lieu sur le plan horizontal par la voûte du ciel, en l'absence de toute obstruction, par exemple, comme l'indique la figure 1, sur une terrasse dominant l'immeuble, où la vue serait supposée parfaitement dégagée jusqu'à l'horizon.

Pour que le rapport E_i/E_c soit un rapport constant, donc nettement caractéristique de la disposition des lieux entourant le point considéré, il faudrait que la répartition des luminances sur la voûte du ciel soit invariable, ce qui est loin d'être le cas, comme l'ont prouvé, pour le ciel pur et même le ciel couvert, plusieurs études, entre autres celles de C. Dorno à Davos [1], H. H. Kimball à Washington et Chicago [2], J. Peyre à Montpellier [3] et, plus récemment, celles de l'Auteur lui-même à Lyon et à l'Observatoire de Haute-Provence [4].

Considérons l'éclairement produit sur un plan horizontal P en un point O d'un local par la partie de la voûte du ciel visible de ce point. Soit un hémisphère Σ

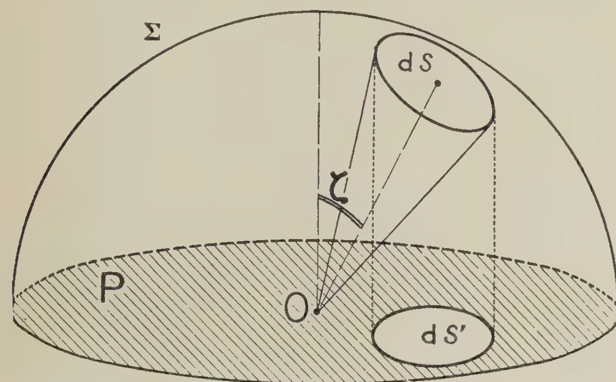


Fig. 2. — Détermination de l'éclairement produit en O sur le plan P par une aire dS de l'hémisphère Σ.

de centre O, de rayon unité, limité au plan horizontal P, sur lequel nous effectuons une projection sphérique centrale de la voûte du ciel et des obstructions vues du point O. L'éclairement dE produit sur le plan P au point O par une aire dS de luminance B, de l'hémisphère Σ a pour expression (*fig.* 2)

$$\mathrm{d}E = B \cos \zeta \, \mathrm{d}S \qquad (1)$$

ou, en désignant par dS' la projection orthographique de l'aire dS sur le plan P,

$$\mathrm{d}E = B \, \mathrm{d}S', \qquad (2)$$

cette dernière relation étant indépendante de l'étendue de dS' dans la mesure où la luminance B peut être considérée comme uniforme sur toute l'étendue correspondante de l'hémisphère Σ.

L'éclairement produit au point O sur le plan P par la partie de la voûte du ciel non occultée par les obstructions et limitée par la ligne de contour apparent Γ de l'hémisphère Σ peut être symboliquement représentée par l'expression

$$E_i = \int_\Gamma B \cos \zeta \, \mathrm{d}S(\zeta). \qquad (3)$$

1° Supposons tout d'abord le ciel de luminance uniforme B = Cte. — Le rapport $E_i/E_c = C$ en un point d'un local prend alors le nom de *facteur de ciel* défini par la C. I. E. [5] comme le *rapport entre l'éclairement horizontal en ce point, compte non tenu de la réflexion par les parois, et l'éclairement extérieur au même instant sous un ciel couvert de luminance uniforme.*

Pour une valeur uniforme de la luminance B, l'éclairement E_i donné par la relation (3) prend la forme simple

$$E_i = BS', \qquad (4)$$

S' désignant l'aire de la projection orthographique sur le plan P de la projection sphérique centrale S sur la sphère Σ des portions du ciel non occultées par les obstacles.

L'éclairement E_c produit par la totalité de la voûte du ciel sur le plan P est, par ailleurs,

$$E_c = B \pi, \qquad (5)$$

d'où la valeur du *facteur de ciel* :

$$C = \frac{E_i}{E_c} = \frac{S'}{\pi}, \qquad (6)$$

conforme à la définition géométrique du *facteur de ciel* donnée par la C. I. E. [6].

Il est bien évident que le *facteur de ciel*, dont la définition repose sur l'hypothèse purement théorique d'un ciel de luminance uniforme, ne saurait être déterminé en un lieu donné par usage direct d'une luxmètre.

Diverses méthodes ont été utilisées pour la détermination du *facteur de ciel*.

Nous ne ferons que mentionner les « *ciels artificiels* » bien connus, américain, australien, polonais, suédois, etc., constitués pour la plupart par une coupole hémisphérique lumineuse de plusieurs mètres de diamètre au centre de laquelle sont disposées les maquettes qu'explore un technicien à l'aide d'un photomètre.

Nous passerons à des méthodes qui, pour être apparemment plus modestes, n'en sont peut-être pas pour autant moins efficaces : les méthodes permettant une détermination géométrique ou nomographique du *facteur de ciel*. Parmi celles qui nous paraissent les plus rationnelles et les plus complètes, comme découlant implicitement d'une projection cartographique, nous retiendrons :

a) tout d'abord la méthode de H. Koch [7], application directe de l'expression géométrique du *facteur de ciel* défini par la relation (6) et qui présente le grand avantage de pouvoir être simultanément appliquée à l'ensemble des ouvertures d'un local. Elle consiste à dessiner les obstructions en *projection orthographique*, en s'aidant d'un fond de carte où sont représentées un ensemble de verticales et d'horizontales, l'aire S' non occultée se mesurant au planimètre.

b) Nous retiendrons aussi la méthode de M. Gouffé [8] faisant appel à la *projection gnomonique* et ne nécessitant que des constructions graphiques rela-

tivement faciles lorsqu'il ne s'agit que d'une seule ouverture, l'aire S' non occultée se déterminant en totalisant des quadrilatères curvilignes correspondant chacun à 1/1 000 du *facteur de ciel*.

Ainsi le contour des ouvertures est représenté dans un certain système de projection, le report se faisant plus ou moins point par point que l'on calcule à partir des mesures de longueur relevées dans les lieux. Si l'on veut tenir compte des obstructions extérieures on est contraint d'en déterminer point par point le contour à l'aide de visées effectuées au moyen d'un instrument goniométrique.

Enfin nous exposerons une nouvelle méthode, celle de l'Auteur qui, utilisant son *perspectographe stéréographique* précédemment décrit [9], peut exécuter en quelques instants, directement et d'un tracé continu, en *projection stéréographique* le relevé du contour apparent de la partie du ciel visible depuis le point O considéré.

Au *tour d'horizon* ainsi relevé (*fig.* 3) est superposé un canevas, établi dans le même système cartographique, et constitué d'un grand nombre d'aires élémentaires (500 dans l'exemple donné) représentant chacune une portion de l'hémisphère céleste contribuant à produire au point O considéré sur le plan P un

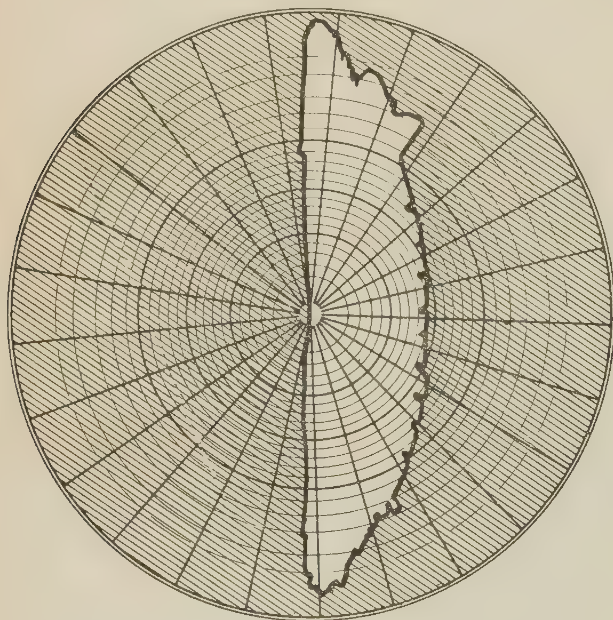


Fig. 3. — Détermination du *facteur de ciel* au pied d'un immeuble, 22, rue de la République à Lyon.

même éclairement élémentaire (correspondant dans notre exemple à 1/500 de l'éclairement total qui serait dû à l'ensemble de la voûte du ciel entièrement dégagée).

Les parties occultées de la voûte céleste sont représentées en grisé.

Pour évaluer le *facteur de ciel*, il suffit d'effectuer, sur la partie du diagramme non hachurée, le total des aires élémentaires entières et de leurs fractions.

2° Supposons maintenant la répartition des luminances sur le ciel fonction de la seule distance zénithale ζ. — Cette hypothèse nous rapproche un peu plus de la réalité que celle de la luminance uniforme.

Le rapport $E_i/E_c = C'$ (qui pourrait être considéré comme la valeur que prendrait le *facteur de ciel* dans le cas où la luminance du ciel n'est pas uniforme) est désigné par la C. I. E. [10] sous le nom de *composante du ciel du facteur de lumière du jour*.

Adoptons la répartition des luminances du ciel que préconise la C. I. E. en pareil cas et qui revient à définir la luminance B du ciel dans une direction de distance zénithale ζ en fonction de la luminance B_z au zénith par la formule

$$B = B(\zeta) = \frac{1 + 2 \cos \zeta}{3} B_z, \qquad (7)$$

la relation (3) prenant la forme

$$E_i = \int_\Gamma B(\zeta) \cos \zeta \, dS(\zeta). \qquad (3')$$

L'Auteur a établi (*fig.* 4) un canevas pour la détermination de la *composante du ciel du facteur de lumière du jour*. L'usage en est le même que pour le canevas

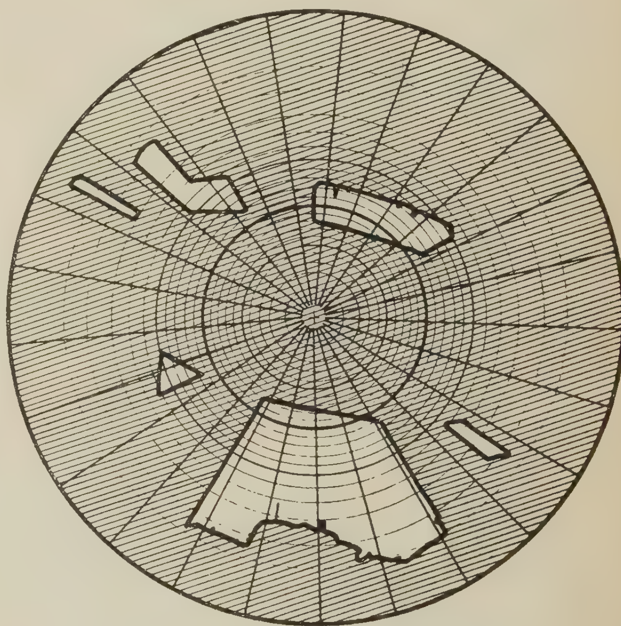


Fig. 4. — Détermination de la *composante du ciel du facteur de lumière du jour* à l'intérieur d'un passage couvert prenant jour sur un extérieur présentant des obstructions par ses deux bords en colonnade.

d'évaluation du *facteur de ciel* de la figure 3. Seuls diffèrent, comme on peut le constater, les rayons des cercles concentriques.

Remarquons que connaissant la valeur absolue de l'*éclairement horizontal extérieur* E_c à un instant donné, il devient possible d'évaluer la valeur absolue au même instant de tout éclairement intérieur E_i si l'on a pris soin de calculer le rapport E_i/E_c correspondant, à l'aide de l'un de nos diagrammes.

Une évaluation complète du *facteur de lumière du jour* tiendrait compte des *composante réfléchie interne* et *composante réfléchie externe*, qui seraient déterminées d'une manière analogue à celle employée pour la *composante du ciel*.

L'effet du rayonnement solaire direct, risque possible d'éblouissement, a été volontairement exclu de nos déterminations ; il serait cependant très facile d'en tenir compte en utilisant les méthodes précédemment proposées par l'Auteur [4], [11].

[1] Dorno (C.), *Meteorol. Zeits.*, 1919, **36**, 109 et 181.
[2] Kimball (H. H.), *Monthly Weather Rev.*, 1921, **49**, 481.
[3] Peyre (J.), *Rev. Opt.*, 1927, **6**, 73.
[4] Riblet (J.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 13 S ; 5. Internat. Tagung für alpine Meteor., Berichte deutsch. Wetterdienstes, 1958.
[5] Vocabulaire International de l'Éclairage, C. I. E., 1957.
[6] Recommandations de la C. I. E., Session de 1939.
[7] Koch (H.), *Zentralblatt Gewerbehygiene*, 1937, **24**, 7 ; Thèse, Berlin, 1938.
[8] Gouffé (M.), C. R. Congrès Applic. Éclairage, Paris, 1937.
[9] Riblet (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 803 ; *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 79 S ; Catalogue 49e Exposition Soc. fr. Physique, 1952, 267 ; *Rev. Géographie Lyon*, 1952, **27**, 391 ; *La Météor.*, janv.-juill. 1957, 329.
[10] Recommandations de la C. I. E., Zurich, 1955, 3.2-A/II.
[11] Riblet (J.), *Ann. Géophys.*, 1954, **10**, 157 ; *Rev. Géographie Lyon*, 1955, **30**, 249.

(*) 2. — Intensités des bandes du système $D^2\Pi_g$-$A^2\Pi_u$ de la molécule N_2^+ ;

par MM. R. Grandmontagne, J. d'Incan et J. Janin,
Institut de Physique Générale
de l'Université de Lyon.

En excitant un mélange de néon et d'azote par des impulsions d'ondes centimétriques, deux d'entre nous ont observé un certain nombre de bandes électroniques, situées dans le domaine spectral de longueurs d'onde comprises entre 2 200 et 3 000 Å. Ces bandes ont été attribuées à une transition entre les deux états électroniques $D^2\Pi_g$ et $A^2\Pi_u$ de la molécule N_2^+ [1], [2]. Les nombres d'ondes des origines de ces bandes se classent dans un tableau de Deslandres suivant trois paraboles très ouvertes. Les numérotations des niveaux de vibration des états $D^2\Pi_g$ et $A^2\Pi_u$ peuvent faire l'objet de différentes hypothèses plausibles. Pour chacune de celles-ci, nous avons calculé les probabilités des transitions entre les différents niveaux de vibration de l'état $D^2\Pi_g$ et ceux de l'état $A^2\Pi_u$. La méthode utilisée pour tracer les courbes représentatives des fonctions d'onde est celle proposée par M. E. Pillow [3] et modifiée par l'un d'entre nous [4], [5]. L'intensité relative d'une bande est donnée par l'expression

$$I = A\,\nu^4 \left[\int \psi_{v'}\,\psi_{v''}\,dr\right]^2. \qquad (1)$$

A est une constante qui dépend du nombre de molécules excitées dans le niveau de vibration v′. $\psi_{v'}$ et $\psi_{v''}$ sont les fonctions d'onde des niveaux de vibration v′ et v″. Lorsque les niveaux v′ sont également peuplés, le rapport $I' = I/A$ représente l'intensité de la transition à une constante près. Nous avons calculé les valeurs de I' et nous les avons classées dans un tableau. Nous avons été amenés à chercher la numérotation des niveaux de vibration des deux états électroniques qui conduisait à une répartition des valeurs de I' identique à la répartition des bandes observées.

Rappel de la méthode employée pour déterminer les fonctions d'onde. — On admet que les courbes de potentiel des deux états électroniques peuvent être représentées par une fonction de Morse. Dans ce cas, Morse a donné l'équation de la fonction d'onde. Lorsque v dépasse quelques unités, le calcul numérique de cette fonction est rendu difficile par la précision exigée sur le calcul des polynômes de Laguerre. Dans la méthode d'approximation utilisée, on considère la fonction ψ_v de l'oscillateur harmonique

$$\psi_v = e^{-X^2/2}\,\mathbf{H}_v(X)\,N_v, \qquad (2)$$

où X est égal à $\sqrt{\alpha}(r - r_e)$.

Si l'on prend X pour variable indépendante, il n'y a qu'un seul polynôme d'Hermite pour X et v donnés pour toutes les molécules diatomiques. L'approximation utilisée consiste à remplacer l'abscisse r d'une ordonnée $\psi_v(X)$ par une autre abscisse r' liée à r de façon que la fonction obtenue se rapproche de celle donnée par Morse. L'ordonnée $\psi_v(X)$ d'un point de la courbe d'abscisse r' se calcule à l'aide de l'équation (2).

Pour le calcul pratique de $\nu^4\left[\int \psi_{v'}\,\psi_{v''}\,dr\right]^2$ nous avons tracé sur un même graphique les deux courbes représentant les fonctions $\psi_{v'}$ et $\psi_{v''}$. Des points de division équidistants de 0,01 Å ont été choisis sur l'axe des r. Pour chacun des points de division, nous avons déterminé graphiquement les valeurs algébriques des ordonnées de $\psi_{v'}$ et $\psi_{v''}$ et nous en avons fait le produit. La somme de ces produits est égale avec une approximation suffisante à $\int \psi_{v'}\,\psi_{v''}\,dr$. La valeur du nombre d'ondes ν de l'origine de la bande correspondante est calculée d'après le tableau de Deslandres relatif à l'hypothèse envisagée.

Application au système $^2\Pi_g$-$^2\Pi_u$. — *1. État* $A^2\Pi_u$. — L'étude de la structure de vibration des premiers niveaux de l'état $A^2\Pi_u$ a montré que la courbe de potentiel de cet état représente une fonction de Morse. Douglas [6] a étudié la structure fine de rotation de quelques bandes du système $A^2\Pi_u$. La numérotation des niveaux de vibration admise par cet auteur ayant été contestée, nous avons envisagé deux autres hypothèses. La première consiste à augmenter d'une unité les nombres quantiques de vibration donnés par cet auteur et la deuxième à les diminuer de la même quantité en accord avec la suggestion de Bagariazky et Fédorova [7].

2. État $D^2\Pi_g$. — La courbe de potentiel de cet état n'est pas une courbe de Morse. Le nombre de niveaux de vibration étant faible, nous avons admis que nous pouvions considérer une fonction de Morse moyenne pour représenter la courbe de potentiel,

Soit v'_0 le nombre quantique de vibration du premier niveau observé. Nous avons pris successivement v'_0 égal à 0, 1, 2 et 3 et, dans chaque cas, nous avons déduit de nos mesures les valeurs des constantes de vibration.

Résultats. Discussion. — La méthode décrite ci-dessus a été appliquée pour différentes combinaisons des hypothèses relatives aux deux états électroniques. Dans tous les cas, les bandes correspondant aux transitions théoriquement les plus intenses se classent suivant trois paraboles très ouvertes. Les hypothèses faites sur les constantes de vibration des deux états déterminent les positions dans ce tableau des bandes observées expérimentalement. Dans un cas seulement, les transitions théoriquement les plus intenses sont celles que l'on a effectivement observées. Nous avons donc admis l'hypothèse correspondante comme étant la plus probable. La numérotation obtenue est en accord avec celle de Douglas pour l'état $A^2\Pi_u$ et donne la valeur $v'_0 = 3$ pour l'état $D^2\Pi_g$.

Tableau I

v′ \ v″	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0	0	0	0	1	1	2	3	3	3
1	0	0	0	1	2	3	3	2	2	0
2	0	0	1	3	4	4	3	1	0	1
3	0	1	3	5	5 / 4	3 / 2	1	0	1	2
4	0	1	4 / 3	6 / 5	5 / 5	1 / 2	0	1	2	1
5	1	2	5 / 4	8 / 10	3 / 4	0	1	2	1	0
6	1	4	8 / 4	7 / 10	2	0	3 / 7	1 / 2	0	1
7	2	5	10 / 4	5 / 6	0	2 / 6	3 / 7	1	0	1 / 1
8	3	7	10	2	0	2 / 4	2	0	1 / 4	1

Dans le tableau I sont reportées les valeurs des rapports $I' = I/A$ des différentes transitions, pour v′ variant de 0 à 8 et v″ de 0 à 9 ; ces valeurs sont exprimées dans une échelle de nombres compris entre 0 et 10. Dans les cases qui correspondent à des bandes observées, nous avons indiqué deux chiffres :

le premier, en haut à gauche, indique la valeur de $I' = I/A$,

le deuxième, en bas à droite, donne l'intensité déterminée visuellement sur les clichés. Cette intensité est aussi exprimée dans une échelle de nombres compris entre 0 et 10.

Aucune bande provenant des niveaux de vibration v = 0, 1, 2 n'a été observée. On doit remarquer toutefois que les plus intenses de celles-ci sont en général superposées à des bandes du système négatif. En outre, les bandes des progressions v″ = 0 et v″ = 1 qui, d'après le tableau I, devraient être intenses, se trouvent dans un domaine spectral que nous n'avons pu explorer.

Dans le calcul des intensités théoriques, nous avons admis une courbe de potentiel de Morse moyenne pour les niveaux observés. Il est probable qu'elle s'écarte de la courbe réelle pour les faibles valeurs de v′, ce qui peut entraîner une erreur sur les valeurs correspondantes des grandeurs I'.

On a comparé dans le tableau I les intensités expérimentales et les rapports I'. Les deux repartitions obtenues ne peuvent être identiques que si les niveaux v′ sont également peuplés et il est très possible que, dans nos conditions expérimentales, se produise une excitation sélective de certains niveaux ; ceci pourrait expliquer que l'on n'observe aucune bande dans les progressions v′ = 0, 1 et 2.

Si l'on admet l'hypothèse $v'_0 = 3$, les constantes de vibration de l'état $D^2\Pi_g$ sont :

$$\omega_e = 919{,}2 \text{ cm}^{-1}, \quad \omega_e x_e = 13{,}80 \text{ cm}^{-1}, \quad \omega_e y_e = 0{,}117 \text{ cm}^{-1}.$$

[1] Janin (J.) et d'Incan (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 3436.

[2] Janin (J.) et d'Incan (J.), VIIe Colloque de Spectroscopie, Liège, septembre 1958 (sous presse).

[3] Pillow (M. E.), *Proc. Phys. Soc.* [A], 1951, **64**, 772.

[4] Grandmontagne (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **244**, 2586.

[5] Grandmontagne (R.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 151.

[6] Douglas (A. E.), *Astrophys. J.*, 1953, **117**, 380.

[7] Bagariazky (B. A.) et Fedorova (N. I.), Symp. Airglow and Aurorae, Belfast, 1955, 174.

(*) 3. — Recherches sur la formation de la molécule HCN dans la décharge à travers des mélanges méthane-ammoniac à la pression atmosphérique ;

par M. J. Janin et Mlle A. Gavarini,

Institut de Physique Générale de l'Université de Lyon.

Cette étude complète celle qui a été faite antérieurement sous basse pression [1].

Le tube à décharge est constitué par un cylindre de pyrex de 60 mm de diamètre et de 100 mm de longueur, portant deux fenêtres d'observation fixées aux extrémités d'un même diamètre. Les électrodes, disposées suivant l'axe du tube, sont des cylindres de platine sertis dans des colliers d'invar ; la distance comprise entre les électrodes est de 8 mm. Le tube est alimenté par une tension continue que l'on peut faire varier entre 1 500 et 2 000 V ; le circuit comporte, en outre, un rhéostat de 10 kΩ monté en série avec le tube. L'amorçage de la décharge est obtenu en appliquant une tension alternative de 30 000 V entre la cathode et une électrode auxiliaire.

Dans les premiers essais, les gaz circulaient perpendiculairement à l'axe du tube ; ils étaient amenés par deux ajutages au voisinage de la zone de décharge. Dans ces conditions, le régime de la décharge devenait irrégulier aux débits élevés ; aussi a-t-il paru préférable de faire circuler les gaz suivant l'axe du tube quand on a étudié l'influence du débit.

A la pression atmosphérique, il est possible d'obtenir une décharge luminescente stable pour des intensités de courant comprises entre 50 et 120 mA. Lorsqu'on cherche à augmenter le courant au delà de cette limite, un régime d'arc s'établit. La présence d'un excès de méthane dans le mélange gazeux favorise l'apparition d'arcs par suite du dépôt considérable de carbone pulvérulent qui se forme sur les électrodes. On a limité les essais aux mélanges contenant au moins 50 % d'ammoniac pour lesquels le régime de décharge luminescente se maintient pendant plusieurs heures.

Le dosage de l'acide cyanhydrique formé s'effectue par la méthode de Liebig-Denigès. Cette méthode ne

permet pas de doser séparément l'acide cyanhydrique et le cyanogène. Aussi a-t-on dû s'assurer au préalable de l'absence de cyanogène dans les gaz provenant du tube à décharge. A cet effet, on a condensé les produits cyanés par refroidissement, puis on les a séparés par distillation fractionnée ; on a ainsi vérifié qu'il ne se formait pas de quantités appréciables de cyanogène [2].

Le rayonnement émis dans la décharge est analysé à l'aide de spectrographes à optiques de verre et de quartz. Les spectres se distinguent de ceux qui ont été enregistrés à basse pression par la présence des bandes de Swan de la molécule C_2 dans les différentes régions de la décharge, par l'intensité beaucoup plus forte du système $B^2\Sigma$-$X^2\Sigma$ de CN et la plus faible intensité des bandes de CH, ainsi que par l'existence dans l'ultraviolet d'un spectre continu. On mesure par spectrophotométrie photographique les intensités relatives des bandes $\lambda = 4\,158$ Å (4,5) du système $B^2\Sigma$-$X^2\Sigma$ de CN, $\lambda = 4\,315$ Å (0,0) du système $^2\Delta$-$^2\Pi$ de CH, $\lambda = 3\,360$ Å (0,0) du système $^3\Pi$-$^3\Sigma$ de NH, $\lambda = 3\,371$ Å (0,0) du 2e système positif de l'azote, ainsi que celle de la raie Hβ.

La figure 1 rassemble les résultats obtenus dans une série d'expériences réalisées avec des mélanges de composition variable, en maintenant fixes le débit des gaz, l'intensité du courant et la distance comprise entre les électrodes. On constate que les intensités des bandes de CN et de CH évoluent dans le même sens et que les courbes représentant les intensités I_{N_2} et I_{NH} ont approximativement la même forme. Sur la figure 2 est portée la variation de la quantité d'acide cyanhydrique produit en fonction de la concentration de l'ammoniac dans le mélange. On peut remarquer que la courbe ainsi obtenue est peu différente de la courbe I_{CN} de la figure 1.

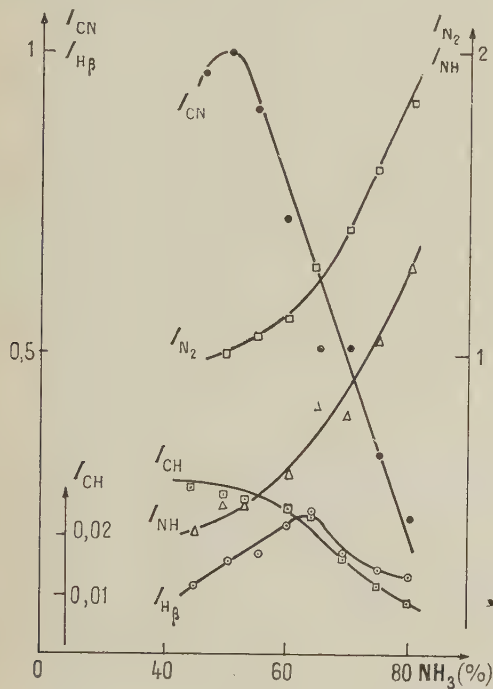


Fig. 1.

Si, pour une composition du mélange déterminée et un débit donné, on augmente l'intensité du courant, toutes les radiations étudiées deviennent plus intenses, sauf la bande $\lambda = 3\,360$ Å de NH dont l'intensité demeure à peu près constante. La quantité d'acide cyanhydrique formé varie dans le même sens que l'intensité du courant pour les débits élevés (20 l/h) ; elle varie, au contraire, en sens inverse lorsque le débit est faible (4 l/h). La température des gaz réactionnels traversant la colonne est certainement supérieure dans ce dernier cas à ce qu'elle est dans le premier et elle croît en même temps que la densité de courant. Les résultats obtenus semblent montrer que l'influence du facteur température est importante pour les faibles débits et les fortes intensités ; aux températures les plus élevées réalisées dans nos expériences, la quantité d'acide cyanhydrique recueilli est plus faible, peut-être parce qu'une partie de l'acide se dissocie dès sa formation.

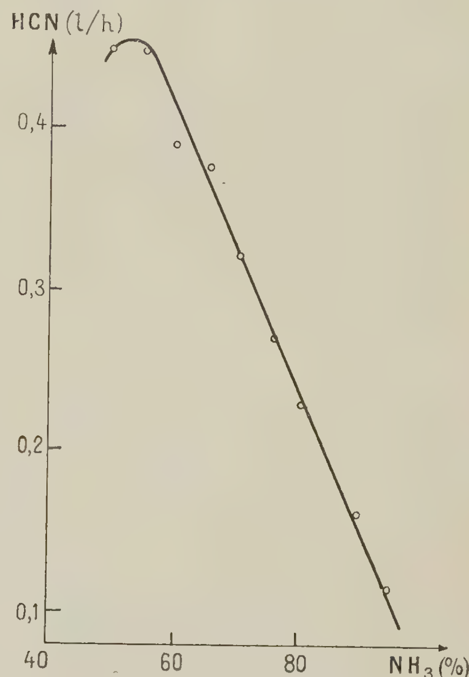


Fig. 2.

Des mesures ont été faites en fonction du débit avec le mélange contenant 70 % d'ammoniac (intensité du courant 70 mA). Bien que le rendement diminue quand on augmente beaucoup le débit, on observe cependant un accroissement de la quantité totale d'acide formé (tableau I). L'intensité des bandes étudiées varie assez peu, alors que celle de la raie Hβ décroît régulièrement ; il est possible que ce dernier résultat soit dû à une diminution du taux de dissociation de l'ammoniac et du méthane lorsqu'on réduit la durée du séjour des gaz dans la zone de décharge.

Les mécanismes élémentaires les plus probables conduisant à la formation de la molécule HCN ont été discutés dans une publication antérieure [1]. Il apparaît vraisemblable que cette molécule est formée, soit directement, soit par l'intermédiaire du radical CN, à

TABLEAU I

Débit 4 l/h, intensité 80 mA Courant gazeux perpendiculaire à l'axe du tube		
C_{NH_3} (%)	HCN (l/h)	Rendement (%)
92,5	0,11	37
87,5	0,16	32
80	0,22	27
75	0,27	27
70	0,32	27
65	0,37	26
60	0,39	24
55	0,45	23
50	0,45	23

Concentration 70 % NH_3, intensité 70 mA Courant gazeux circulant suivant l'axe du tube		
Débit (l/h)	HCN (l/h)	Rendement (%)
2	0,27	45
4	0,51	42
5	0,57	38
6	0,73	40
7	0,89	42
8	0,97	40
10	1,16	39
12	1,27	35
15	1,55	34
18	1,87	35
22	2,07	31
25	2,29	30
35	2,61	25

l'aide de l'une au moins des réactions de combinaison $CH_4 + NH$, $CH + NH_3$ et $CH + NH$. La quantité d'acide obtenu serait alors proportionnelle aux produits $[CH_4].[NH]$, $[CH].[NH_3]$ ou $[CH].[NH]$ des concentrations moléculaires des radicaux ou molécules intervenant dans ces réactions. On a donc cherché à comparer la courbe de la figure 2 à celles qui représentent les variations de ces différents produits avec la concentration C_{NH_3}.

Bien qu'il s'agisse d'une approximation assez grossière, nous admettrons, dans ce qui suit, que pour chaque individualité chimique, le nombre des molécules excitées varie proportionnellement à sa concentration moléculaire quand on fait varier les proportions des constituants du mélange. Il est certain que ni la répartition, ni la valeur moyenne des vitesses électroniques ne demeurent rigoureusement constantes, lorsque la composition du mélange est modifiée, même si l'on prend soin de maintenir les conditions électriques aussi fixes que possible. Nous admettrons cependant que cette variation est assez faible pour pouvoir négliger son influence sur les probabilités d'excitation et nous ne tiendrons pas compte de la désactivation par chocs de molécules excitées. Nous utiliserons donc, pour chacun des radicaux CH et NH, les intensités relatives des bandes étudiées comme mesures de leurs concentrations moléculaires dans le calcul des produits mentionnés plus haut. Nous supposerons, en outre, que les concentrations $[CH_4]$ et $[NH_3]$ dans la zone de réaction sont celles des gaz du mélange primitif. La figure 3 rassemble les résultats ainsi obtenus.

La courbe (1) est très différente de celle de la figure 2, qui a été reportée à une autre échelle en (5) sur la figure 3 ; en revanche, l'allure générale des courbes (2) et (3) n'est pas très éloignée de celle de la courbe donnant la quantité d'acide cyanhydrique formé. Ainsi, dans les limites où les hypothèses faites peuvent être considérées comme valables, on en déduit que la première réaction joue un rôle moins important que les réactions dans lesquelles intervient le radical CH. On a porté également sur la figure 3 la valeur du produit $I_H\, I_{CN}$. Si le radical CN constitue un terme intermédiaire du mécanisme de formation de HCN, cette dernière molécule doit provenir de la combinaison d'une molécule CN avec un atome H ou une demi-molécule H_2. La faible intensité du spectre moléculaire de l'hydrogène ne permet pas d'effectuer des mesures spectrophotométriques précises sur les raies du spectre secondaire ; l'examen des spectrogrammes montre toutefois que les spectres atomique et moléculaire varient de la même manière. On peut donc conclure de la comparaison des courbes (4) et (5) de la figure 3 que la réaction

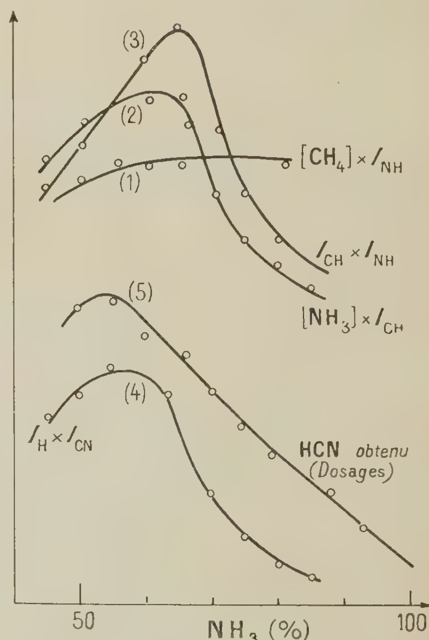


FIG. 3.

entre CN et l'hydrogène (atomique ou moléculaire) intervient probablement aussi dans la formation de HCN. Ces divers résultats sont en accord avec ceux que l'étude faite à basse pression avait permis d'obtenir et, malgré la complexité plus grande des phénomènes, ils conduisent, comme ces derniers, à attribuer aux deux radicaux CH et CN un rôle important dans la synthèse de l'acide cyanhydrique sous l'action de la décharge électrique.

Les valeurs relativement élevées du rendement qui figurent dans le tableau I ne peuvent s'expliquer si l'on admet que la zone de réaction est limitée à la partie la plus lumineuse de la décharge (colonne positive, domaines cathodique et anodique), car une fraction des gaz seulement traverse la colonne dont le diamètre est de 2 mm. Il semble donc que l'acide cyanhydrique ne se forme pas exclusivement dans cette région, mais qu'il s'en produise une assez grande quantité dans l'auréole qui l'entoure.

[1] Janin (J.), Parisot (G.) et Gavarini (Mlle A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 837;
Janin (J.) et Parisot (G.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 83 S.
[2] Ce résultat est identique à celui qu'ont obtenu Suzuki (M.), Miyazaki (S.) et Takahashi (S.) dans l'arc haute fréquence (*J. Chem. Soc. Japan*, sect. Chemie, 1955, **76**, 513).

SÉANCE DU 20 MARS 1959

(*) 1. — Nouvelle technique de microscopie électronique par balayage ;

par MM. F. Davoine et P. Pinard,
Institut National des Sciences appliquées,
Laboratoire d'Optique électronique
et de Physique du Métal, Lyon.

Quelques modifications ont été apportées à un microscope électronique à balayage construit par l'un de nous [1], [2], modifications destinées à permettre la formation d'images non plus au moyen des électrons secondaires réémis par l'échantillon, mais des photons engendrés par cathodoluminescence.

Dans ce but, un pinceau électronique très fin, accéléré sous environ 5 000 V, est focalisé sur l'échantillon et balaye un petit élément de sa surface. Grâce à un

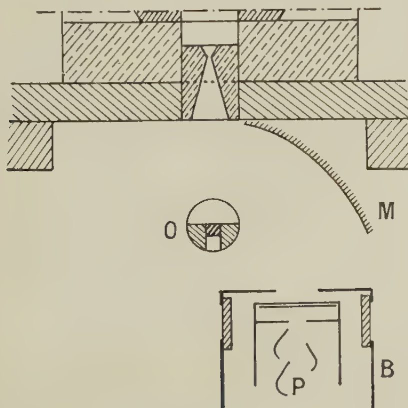


Fig. 1. — O, objet ; M, miroir ; P, photomultiplicateur ; B, blindage.

miroir concave, on renvoie sur la photocathode d'un multiplicateur d'électrons l'émission lumineuse provoquée par l'impact des électrons (*fig.* 1). Le signal ainsi recueilli est utilisé pour moduler le faisceau électronique d'un tube cathodique, le balayage de l'écran de ce tube étant synchronisé avec celui de l'échantillon.

Le pouvoir séparateur de cet instrument est évidemment fonction, en premier chef, du diamètre du spot analyseur. Dans l'état actuel de notre technique on peut le fixer à environ 0,5 μ.

Le dispositif que nous utilisons pour le moment, doté d'une vitesse de balayage relativement grande

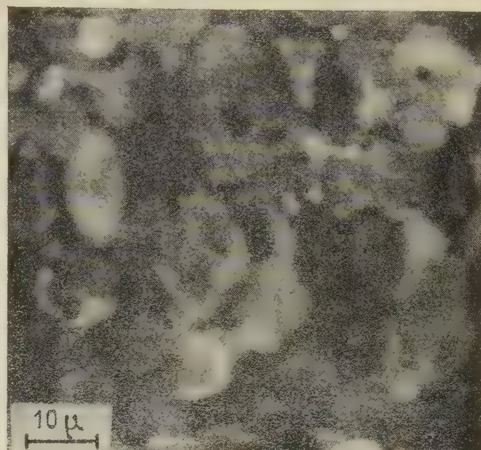


Fig. 2. — Dépôt de tungstate de calcium.

(200 lignes par image et une image par seconde), nous interdit l'observation de substances rémanentes.

Les premiers résultats obtenus avec des dépôts de tungstate de calcium ou de sulfure de zinc sont illustrés par la figure 2, sur laquelle on peut remarquer le contraste important qui existe entre les grains.

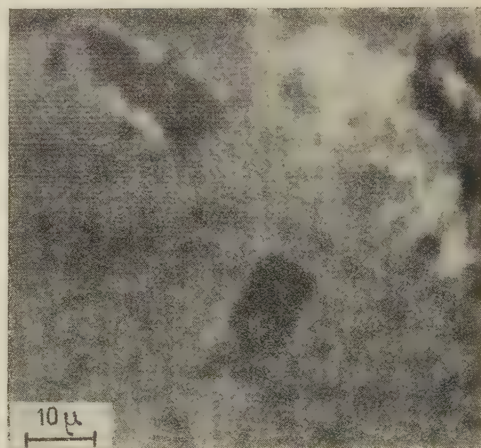


Fig. 3. — Surface d'un cristal de chlorure de sodium.

D'autres substances ont été examinées. Signalons, en particulier, les résultats obtenus avec des monocristaux de chlorure de sodium et de sulfure de cadmium (*fig.* 3).

Si le mécanisme de formation de l'image est évident pour les corps émettant des radiations visibles (tels que ZnS ou $CaWO_4$), il demande à être précisé

pour des cristaux tels que le chlorure de sodium ou le sulfure de cadmium qui, eux, ne sont le siège d'aucun phénomène visible. Nous pensons qu'il s'agit alors d'une émission dans l'ultraviolet, la photocathode du multiplicateur d'électrons utilisé (51 AVP, Radiotechnique) possédant un maximum de sensibilité entre 3 800 et 4 500 Å et une réponse encore importante vers 3 500 Å. Ce point semble confirmé par le fait que, dans tous les cas, l'introduction d'un verre de Wood sur la photocathode réduit peu le contraste de l'image, alors qu'au contraire un filtre rouge ou infrarouge le supprime presque totalement.

Nous nous proposons de préciser ce fait en sélectionnant les radiations agissantes par une série de filtres ainsi qu'en comparant, pour une même surface, l'image obtenue par émission secondaire et l'image obtenue simultanément par émission lumineuse.

De plus, nous envisageons d'étendre le champ d'application de notre instrument en utilisant des électrons primaires accélérés sous une tension plus élevée (50 000 V).

[1] Bernard (R.) et Davoine (F.), *Ann. Univ. Lyon* [3B], 1957, **10**, 78.
[2] Davoine (F.), Thèse, Lyon, 1958.

2. — Nouveaux résultats relatifs à l'émission photoélectrique des métaux contraints ;

par MM. C. Guillaud et R. Goutte,

Institut National des Sciences appliquées,
Laboratoire d'Optique électronique
et de Physique du Métal, Lyon.

Les résultats relatifs à l'émission photoélectrique d'échantillons métalliques polycristallins contraints, exposés au cours d'une précédente réunion, ont été repris et complétés dans une installation permettant d'obtenir un vide de l'ordre de 10^{-10} mm de mercure. Ces résultats montrent :

a) que les contraintes mécaniques provoquent un accroissement de l'émission photoélectrique proportionnel à l'intensité de la contrainte ;

b) que cet accroissement est beaucoup moins important pour un métal déjà écroui par laminage que pour un métal parfaitement recuit ;

c) que dans le cas d'une flexion provoquant une déformation « pseudo-élastique » du métal une partie de l'activation observée est réversible ;

d) enfin que l'activation obtenue après une déformation plastique importante disparaît progressivement en fonction du temps dès la température ordinaire.

On donne un essai d'interprétation théorique de ces phénomènes tendant à démontrer que les variations de l'émission photoélectrique qui accompagnent la contrainte mécanique sont directement liées à l'écrouissage des couches superficielles du métal et plus précisément à la multiplication ou à la disparition des défauts primaires (essentiellement des dislocations) engendrés par la contrainte dans le réseau cristallin.

Ces travaux feront l'objet d'un exposé complet qui paraîtra au *Journal de Physique*.

3. — Sur l'origine de l'émission ionique négative engendrée par impact ionique positif ;

par MM. R. Goutte et C. Guillaud,

Institut National des Sciences appliquées,
Laboratoire d'Optique électronique
et de Physique du Métal, Lyon.

Après avoir passé en revue les influences des différents facteurs conditionnant l'émission d'ions négatifs par une cible métallique bombardée par des ions positifs rapides (nature de la cible, nature de l'ion primaire, température de la cible, fluide de pompage), une hypothèse est émise selon laquelle les ions négatifs prennent naissance dans une couche adsorbée provenant de l'atmosphère résiduelle. Les molécules adsorbés sont principalement des molécules d'eau et d'hydrocarbures et leur dissociation, entraînant la formation d'ions négatifs, résulterait non pas directement de l'impact des ions positifs primaires, mais d'un effet secondaire.

Ces travaux feront l'objet d'un exposé complet qui paraîtra au *Journal de Physique*.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1959

Aspects nouveaux de la théorie du frittage ;

par M. R. G. Bernard.

L'auteur montre, en partant des résultats publiés au cours de ces dernières années, combien la théorie du frittage est encore incertaine. Il estime que la cause des difficultés rencontrées dans l'interprétation des faits expérimentaux provient en premier chef de ce que le problème a été mal posé, à partir d'une définition impropre, et qu'on a cherché à le résoudre en utilisant des variables mal choisies parce que non caractéristiques. Il démontre à l'aide d'un modèle que la porosité n'est pas une grandeur représentative du frittage et propose de définir le frittage de la façon suivante : « opération qui permet sans fusion de faire passer un métal d'un état dispersé de surface spécifique élevée à un état massif de surface spécifique minimum ».

Ce nouveau point de vue conduit à donner à l'énergie libre le rôle principal. Au départ le métal, dont la surface spécifique est grande, possède une énergie libre élevée qui doit, au cours du frittage et conformément aux lois de la thermodynamique, tendre vers un minimum pour le cristal unique parfait. La variable énergie libre est donc la seule variable permettant de caractériser le processus de frittage de bout en bout. Elle doit pouvoir être utilisée grâce au microcalorimètre de Calvet, bien adapté à la mesure des flux de chaleur faibles. Compte tenu de sa sensibilité inférieure au microwatt et de l'ordre de grandeur des énergies libres superficielles, 1 000 ergs/cm², on peut raisonnablement espérer suivre un processus de frittage dans lequel la surface disparaissant par heure serait inférieure à 36 cm², ce qui est peu en regard des surfaces spécifiques initiales des poudres métalliques (quelques centaines de mètres carrés par gramme).

L'auteur discute encore les mécanismes par lesquels se produit, sous l'impulsion de l'énergie libre, la réorganisation structurale qui constitue le frittage. Il admet

comme vraisemblable au début du processus la diffusion en volume et à la fin la diffusion de surface.

Cet exposé a fait l'objet d'une publication dans *Powder Metallurgy*, 1959, n° 3, p. 87. Un article sur le même sujet paraîtra prochainement dans la *Revue de Métallurgie*.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(*Besançon*)

SÉANCE DU 5 JUILLET 1958

1. — Étude spectrophotométrique de l'ionisation d'un acétate de métal divalent ;

par Mme G. WATELLE-MARION.

La dissociation ionique d'un acétate de métal divalent se fait en deux échelons. Il faut mesurer les coefficients d'extinction de la molécule, de l'ion intermédiaire et du cation. On montre la possibilité de les déterminer, sans hypothèse préalable, à l'aide de deux bandes d'absorption à même concentration.

La méthode est appliquée à l'étude d'une solution aqueuse d'acétate de nickel. Les constantes d'équilibre sont $K_1 = 0{,}022\,5$ et $K_2 = 0{,}043\,5$. Des détails sont donnés dans une Note à l'Académie des Sciences (1958, **246**, 3610).

2. — Conservation de l'énergie superficielle d'une veine liquide cylindrique ;

par M. R. SIMONIN.

La communication a fait l'objet de deux Notes à l'Académie des Sciences. Dans la première (séance du 19 mai) on montre que :

En régime d'écoulement uniforme d'une veine d'eau cylindrique pénétrant dans une masse d'eau en équilibre, avec un débit inférieur à un débit critique, l'énergie superficielle débitée par la veine, fonction linéaire de la vitesse, se conserve d'une manière indépendante des autres énergies fonctions quadratiques de la vitesse.

Dans la seconde (séance du 23 juin) on étudie l'entraînement de l'air et la formation des bulles.

3. — Sur la structure des centres paramagnétiques dans un cristal de glycocolle irradié par des rayons γ ;

par Mlle G. PARIS.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 10 AVRIL 1959

Sur les propriétés optiques des semi-conducteurs et la théorie de l'exciton ;

par le Dr R. J. ELLIOTT,
dn Clarenton Laboratory, Oxford (G.-B.).

INFORMATION

Nous informons les auteurs des communications aux séances de la Société, insérées au *Journal de Physique* sous la rubrique *Comptes rendus des séances de la Société française de Physique*, qu'il leur sera désormais attribué gratuitement au titre de la Société, et s'ils en manifestent le désir, 50 tirés à part de leur article. Cette attribution sera toutefois réduite à 25 si l'importance de l'article n'atteint pas une demi-page imprimée au format du Journal. Il reste entendu que, comme par le passé, l'importance maximum des articles insérés sous cette rubrique reste de l'ordre de deux pages.

ERRATUM

aux Comptes rendus
publiés dans le *Journal de Physique* d'août-septembre 1959

Communication de M. S. NIKITINE : Les spectres optiques de l'exciton au dernier Congrès de Rochester.

Page 4 S, ligne 18 de la colonne de droite ;

au lieu de $\Delta\vec{k} = 0$ *lire* $\Delta\vec{k} \neq 0$

BILAN AU 31 OCTOBRE 1958

ACTIF

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change)			7 560 140
1° Placement du fonds de réserve		913 454	
2° Placement des disponibilités		6 646 686	
Dépôts et cautionnements :			
Cautionnement de garantie vis-à-vis du Grand Palais		100 000	100 000
Réalisable disponible			10 349 351
Crédit Lyonnais		8 517 554	
Chèques postaux		1 537 707	
Agent de change		92 498	
Chez Gauthier-Villars		80 681	
Caisse Société : M. Ménet		1 310	
Caisse (Exposition-Société) : M. Poulard		119 601	
Réalisable à court terme :			
A recevoir subvention C. I. P. N.		3 000 000	3 000 000
Éléments extra-comptables :			
431 actions du *Journal de Physique.*			
Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars.			
Cotisations à recouvrer, estimées	300 000		
Créances sur exposants à recouvrer { sur Expositions antérieures.	343 290		
Créances sur exposants à recouvrer { sur Exposition 1958	331 459		
Total de l'Actif		21 009 491	21 009 491

PASSIF

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			913 454
Situation au Bilan du 31 octobre 1957		904 454	
Cotisations des Membres à vie (1958)		9 000	
Le total est représenté par des titres.			
Provisions libres			17 699 946
Situation au Bilan du 31 octobre 1957		14 069 653	
Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice, annexé au Bilan — Société	— 1 655 081		
Exposition	+ 5 285 374	3 630 293	
Le total est représenté par { Titres	6 646 686		
Cautionnement	100 000		
Espèces	7 953 260		
Subv. C. I. P. N. attendue	3 000 000		
Frais à payer			692 446
Frais de personnel compte Exposition		652 806	
Impôts cédulaires		39 640	
Le total est représenté par des espèces.			
Journal de Physique			1 431 645
Situation au Bilan du 31 octobre 1957		+ 1 215 832	
Versement effectué en 1958		— 1 215 832	
Rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice.		+ 1 431 645	
Le total est représenté par des espèces.			
Comité français de Physique			272 000
Situation au Bilan du 31 octobre 1957		1 906 136	
Subventions pour frais de missions	+ 2 642 000		
Remboursement sur exercice antérieur	+ 35 586	— 1 634 136	
Virements au cours de l'exercice[1]	— 4 311 722		
Total du Passif égal à celui de l'Actif		21 009 491	21 009 491

Compte global des Ressources et des Charges

au cours de l'Exercice 1957-1958

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées :			2 386 075
au titre de l'exercice 1958	1 502 469		
cotisations arriérées	854 456		
cotisations anticipées	29 150		
Rétrocession des 6/10e des cotisations au *Journal de Physique*		1 431 645	
Ressources diverses suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)			385 771
Frais généraux de fonctionnement suivant détail 1re annexe (Société proprement dite)		2 995 282	
Ressources suivant détail 2e annexe (Exposition)			19 099 249
Frais et charges suivant détail 2e annexe (Exposition)		13 813 875	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 1 655 081	3 630 293	
Balance { Exposition	+ 5 285 374		
		21 871 095	21 871 095

Première annexe au compte des Ressources et des Charges (Société proprement dite)

Ressources diverses :

Cotisations de la Section d'Optique		15 250
Droits d'inscription		9 100
Dons sans affectations particulières (Kodak, 50 000 ; Schulhof, 2 000 ; Paine, 1 000)		53 000
Vente d'ouvrages par Gauthier-Villars		23 953
Intérêts et agios bancaires		4 768
Rente française		279 700
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)		385 771

Frais généraux de fonctionnement :

Traitements et salaires	489 368	
Sécurité sociale et impôts cédulaires	14 955	
Contribution mobilière	2 980	
Téléphone	41 347	
Frais généraux de bureau et secrétariat comprenant : circulaires et tirages, 332 411 ; étiquettes et convocations, 59 105 ; frais de bureau et timbres, 65 444 ; timbres rappel cotisations, 28 515 ; frais divers, 28 052	513 527	
Sépulture de Fresnel	2 085	
Frais de déplacement	303 345	
Colloques	190 000	
Congrès International de Physique Nucléaire	507 626	
Réceptions de délégations étrangères	102 520	
Prix de fondation	300 000	
Frais de délégation Prix Holweck	202 098	
Cotisations diverses	35 000	
Prix du concours général	33 808	
Dîner avril 1958	231 623	
Obsèques de M. Joliot-Curie	25 000	
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Société)	2 995 282	

Deuxième annexe au compte des Ressources et des Charges (Exposition)

	Charges.	Ressources.
Ressources :		
Recouvrements Expositions antérieures		480 370
Recettes Exposition 1958		18 067 899
Recettes sur vente catalogue 1957		5 100
Recettes sur vente catalogue 1958		542 520
Divers		3 360
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)		19 099 249
Détail des frais et charges :		
Frais de personnel payés	1 250 000	
Frais de personnel à payer	652 806	
Honoraires d'architecte (1957-1958)	28 437	
Impôts cédulaires et Sécurité sociale payés	317 332	
Impôts cédulaires et Sécurité sociale à payer	39 640	
Téléphone rue Cuvier	41 940	
Frais divers bureau et secrétariat	241 698	
Location galeries Grand Palais	304 200	
Vignettes, affiches, panneaux, etc.	329 918	
Téléphone Exposition Grand Palais	164 330	
Garniture, bardages, tapis, etc.	2 406 129	
Éclairage, permanence	1 228 258	
Assurances	72 241	
Ameublement	11 144	
Menuiserie (bardages)	2 136 510	
Nettoyage	128 400	
Plans et tirages	17 212	
Douanes	20 000	
Enseigne lumineuse	87 000	
Gardiennage	389 745	
Sonorisation	95 000	
Commission sur publicité catalogue	233 700	
Étrennes et gratifications	41 140	
Dîners avril 1958	25 985	
Catalogue (composition, impression, papier, etc.)	3 551 110	
Total porté au Compte des Ressources et des Charges (Exposition)	13 813 875	

STATISTIQUE et RÉPARTITION DES MEMBRES au 1er novembre 1958

Sociétaires	Seine et Seine-et-Oise	Départements et Communauté	Étrangers	Totaux
Membres honoraires	2		11	13
Membres à vie	127	55	33	215
Membres titulaires et Membres du Conseil	553	287	93	933
Collectivités	63	34	12	109
Membres juniors	7	5		12
Totaux partiels	752	381	149	
Total général				1 282

Sociétaires décédés en 1957-1958 : 19 dont 1 Membre honoraire et 12 Membres à vie.
Démissions en 1957-1958 : 13.
Admissions en 1957-1958 :
- Seine et Seine-et-Oise .... 63 dont 1 Membre à vie réintégré et 8 juniors.
- Départements et Communauté... 29 dont 1 collectivité et 3 juniors.
- Étranger .... 6 dont 1 Membre d'honneur et 2 Membres du Conseil.

Le Gérant: Maurice Blondin. — Dépôt légal: 4e trim. 1959. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).